



Etude théorique et expérimentale des corrections électrofaibles au processus de production inclusive de jets. Développement de méthodes de détection de topologies extrêmes.

Nicolas Meric

► To cite this version:

Nicolas Meric. Etude théorique et expérimentale des corrections électrofaibles au processus de production inclusive de jets. Développement de méthodes de détection de topologies extrêmes.. Physique des Hautes Energies - Phénoménologie [hep-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2013. Français. NNT : . tel-00959427

HAL Id: tel-00959427

<https://theses.hal.science/tel-00959427>

Submitted on 14 Mar 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris 7 Denis Diderot
UFR de Physique

Thèse en vue de l'obtention du diplôme de
docteur de l'université de Paris 7 en physique
Ecole doctorale 517, Particules-Noyaux-Cosmos

Etude théorique et expérimentale des corrections électrofaibles au
processus de production inclusive de jets
Développement de méthodes de détection de topologies extrêmes

Nicolas MERIC

Thèse réalisée au CEA, LPNHE, LPTHE
Sous la direction de :
Gavin SALAM et Philippe SCHWEMLING

Thèse soutenue le jeudi 19 septembre 2013.
Le jury était constitué de :

Bogdan MALAESCU
Patrice VERDIER
Lucia DI CIACCIO (président)
Hugo BEAUCHEMIN (rapporteur)
Daniel MAÎTRE (rapporteur)
Gavin SALAM (directeur de thèse)
Philippe SCHWEMLING (directeur de thèse)

Mots clés :

Physique des particules, Chromodynamique Quantique, Corrections Electrofaibles,
Processus de production inclusive de jets, LHC, ATLAS, Calorimètre électromagnétique,
Distributions extrêmes, Bruits détecteurs, Mesures de précision, Méthodes de détection

Abstract

We have studied the behaviour of the inclusive jet, W +jets and Z +jets processes from the phenomenological and experimental point of view in the ATLAS experiment at LHC in order to understand how important is the impact of Sudakov logarithms on electroweak corrections and in the associated production of weak vector boson and jets at LHC.

We have computed the amplitude of the real electroweak corrections to the inclusive jet process due to the real emission of weak vector bosons from jets. We have done this computation with the MCFM and NLOjet++ generators at 7 TeV, 8 TeV and 14 TeV. This study shows that, for the inclusive jet process, the partial cancellation of the virtual weak corrections (due to weak bosons in loops) by the real electroweak corrections occurs. This effect shows that Bloch-Nordsieck violation is reduced for this process.

We have then participated to the measure of the differential cross-section for these different processes in the ATLAS experiment at 7 TeV. In particular we have been involved into technical aspects of the measurement such as the study of the QCD background to the W +jets process in the muon channel. We have then combined the different measurements in this channel to compare their behaviour. This tends to show that several effects are giving to the electroweak corrections their relative importance as we see an increase of the relative contribution of weak bosons with jets processes to the inclusive jet process with the transverse momentum of jets, if we explicitly ask for the presence of electroweak bosons in the final state. This study is currently only a preliminary study and aims at showing that this study can be useful to investigate the underlying structure of these processes.

Finally we have studied the noises affecting the ATLAS calorimeter. This has allowed for the development of a new way to detect problematic events using well known theorems from statistics. This new method is able to detect bursts of noise and problematic channels, in every circumstances, using spatial and time detection. We present this method in a dedicated chapter.

Résumé

Nous avons réalisé une étude du comportement des processus de production inclusive de jets et de production associée d'un boson vecteur faible et de jets du point de vue phénoménologique et expérimental dans le cadre de l'expérience ATLAS au LHC pour comprendre quel est l'impact des logarithmes de Sudakov dans les corrections électrofaibles et lors de la production associée de bosons vecteurs faibles et de jets au LHC.

En particulier l'étude des corrections électrofaibles au processus de production inclusive de jets, du fait de l'émission de bosons faibles réels par les quarks a été réalisée à 7 TeV, 8 TeV et 14 TeV à l'aide des générateurs MCFM et NLOjet++. Cette étude a permis de mettre en évidence, pour la mesure de la section efficace de production inclusive de jets, l'annulation partielle des corrections virtuelles électrofaibles (dans le cas où les bosons faibles interviennent dans les boucles) lorsque les corrections électrofaibles avec émission réelle de bosons faibles sont ajoutées. L'annulation de Bloch-Nordsieck est donc partiellement rétablie pour ce processus.

Nous avons ensuite participé à la mesure des sections efficaces de production inclusive de jets et de production associée d'un boson vecteur avec au moins un jet, à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse de collision de protons avec l'expérience ATLAS au LHC. Nous avons, dans le cadre de ces mesures, étudié le bruit de fond QCD pour le processus W +jets dans le canal muonique. Les résultats obtenus dans le canal muonique ont ensuite été combinés et comparés afin de mettre en évidence le comportement des corrections électrofaibles liées à l'émission réelle d'un boson faible par les jets. En particulier, cette étude semble mettre en avant la présence de plusieurs effets qui augmentent la section efficace différentielle de production associée d'un boson faible et de jets. Cette étude est une étude préliminaire dont le but est de mettre en évidence l'intérêt de comparer les processus de production associée étudiés dans cette thèse avec les processus purement hadroniques.

Finalement, une étude exhaustive des bruits de fond détecteur affectant le calorimètre électromagnétique a été réalisée. Cette étude a permis le développement d'une nouvelle méthode de détection temporelle et spatiale dans le but de détecter en toute circonstance la présence de tels bruits de fond dans les données. Nous présentons cette méthode dans une partie dédiée.

La théorie c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne ; la pratique c'est quand tout fonctionne et que l'on ne sait pas pourquoi. Ici nous avons réuni théorie et pratique : rien ne fonctionne et personne ne sait pourquoi !

A. Einstein

Remerciements

L'heure fatidique se rapproche heure après heure et il est enfin temps pour moi de remercier les gens qui m'ont soutenu au cours de ces dernières années et de qui j'ai beaucoup appris, que ce soit sur moi même, la physique ou les connaissances annexes que ces personnes m'ont enseignées.

Tout d'abord je souhaite remercier mes parents et ma famille, qu'ils soient présents autour de moi aujourd'hui ou l'aient été dans le passé. Tous ont participé à faire de moi la personne que je suis aujourd'hui, et m'ont soutenu dans un soutien sans faille jusqu'à présent. En particulier je remercie mes parents qui m'ont toujours conseillé avec la plus grande sagesse et sans qui je ne serais pas arrivé à ce niveau.

Je souhaite ensuite remercier ma compagne Jihane, que j'ai rencontrée durant ma thèse et a été à mes côtés durant les moments les plus difficiles de ma dernière année. Pour cela je ne la remercierai jamais assez.

Je remercie mes directeurs Gavin et Philippe qui m'ont apporté toute leur expérience et leur savoir au cours de ces trois dernières années et même avant. Leurs conseils avisés et leur grande expérience sont pour beaucoup dans la qualité de cette thèse, dont les défauts sont de mon seul et unique fait. J'espère avoir acquis le dixième de ce qu'ils m'ont enseigné ce qui serait déjà beaucoup.

Je remercie bien sûr les rapporteurs dont les remarques et les questions m'ont permis d'améliorer grandement la qualité générale de ce manuscrit. Les fautes restantes ne peuvent être expliquées que par ma seule négligence et ma hâte.

Je remercie bien sûr les autres membres du jury dont un temps précieux aura été consacré à la lecture de ce manuscrit afin d'en décrypter l'essentiel. J'espère ne pas avoir trop heurté leur sensibilité à la lecture de ce document.

Je remercie Nicolas Bousson qui aura été à mes côtés dans les derniers moments de la thèse, tel un ami au chevet d'un proche, et qui a participé à la renaissance du phénix qui sommeillait en moi.

Je remercie tous mes collègues de labo au LPTHE, LPNHE, CERN et CEA qui m'ont soutenu et avec qui j'ai pu interagir intelligemment au cours de ces dernières années. Les conversations enflammées que nous avons eues resteront gravées dans ma mémoire.

Je remercie finalement tous ceux que j'ai côtoyé au cours de mes études, ceux qui sont devenus mes amis, mes professeurs qui m'ont donné le goût d'apprendre et tous les auteurs qui m'ont communiqué un peu de leur passion au cours de toutes ces années.

Table des matières

1	Panorama Théorique de la Physique des Particules	17
1.1	Modèle Standard	22
1.1.1	Notations	24
1.1.2	Propagation libre des fermions et bosons	24
1.1.3	Interaction électromagnétique	24
1.1.4	Théorie de Yang-Mills, bosons Z et W^\pm	26
1.2	Chromodynamique quantique	33
1.2.1	Formulation mathématique de la QCD	33
1.2.2	Liberté asymptotique	35
1.2.3	Confinement	36
1.2.4	Fonctions de densité de partons	37
1.2.5	Jets	38
1.3	Définition d'une section efficace	42
1.4	Conclusion	43
2	L'expérience ATLAS	45
2.1	Introduction	45
2.2	Le LHC, l'expérience ATLAS et leur contexte	46
2.2.1	Contraintes sur la découverte du Boson de Higgs	46
2.2.2	Recherche de nouvelle physique et étude de l'échelle du TeV	48
2.2.3	ATLAS, Le LHC et ses autres expériences	48
2.3	Le LHC	53
2.3.1	Choix des technologies	53
2.3.2	Avantages des autres accélérateurs	54
2.3.3	Evolution des technologies de grands accélérateurs	55
2.3.4	Paramètres du LHC	56
2.3.5	Description du LHC	57
2.4	Contraintes expérimentales sur la conception des détecteurs de particules	59
2.4.1	Agencement des différents détecteurs	61
2.5	L'expérience ATLAS	62
2.5.1	Introduction	62
2.5.2	Analyses et signatures de l'expérience	62
2.5.3	Agencement et qualité du détecteur	64
2.5.4	Description détaillée des sous détecteurs	65
2.5.5	Calorimètre électromagnétique	70

2.5.6	Architecture	71
2.6	Présentation rapide des expériences ALICE, CMS et LHCb	72
2.7	Conclusion	74
3	Développement de méthodes de réjection pour la suppression de bruits de fond dans le calorimètre électromagnétique ATLAS	77
3.1	Introduction	77
3.2	Description d'une cellule du calorimètre et de la chaîne d'acquisition des données	85
3.2.1	Quantités mesurables et propriétés des cellules du calorimètre électromagnétique	85
3.2.2	Identification d'une cellule et dimensions	86
3.3	Présentation des différents bruits de fond et de leurs effets	88
3.3.1	Variations brusques de la haute tension	88
3.3.2	Cellules problématiques	90
3.3.3	Bruits sporadiques	90
3.3.4	Pics d'énergie	93
3.3.5	Explosions de bruit	93
3.3.6	Halo de faisceau	94
3.4	Etude de la qualité des données	94
3.5	Présentation de la méthode de réjection actuellement utilisée	96
3.6	Méthodes de réjection statistiques	97
3.6.1	Théorèmes fondamentaux en statistique	99
3.7	Présentation de la méthode de réjection spatiale	103
3.8	Comparaison de la qualité des différentes méthodes	105
3.9	Méthode de réjection temporelle	109
3.9.1	Approche du théorème de la limite centrale	112
3.9.2	Réjection des Noise-Bursts	114
3.10	Combinaison des différentes méthodes	117
3.11	Perspectives	118
3.11.1	Réjection directe des bruits de fond	119
3.11.2	Algorithme de Hurst et bruit de Hurst	120
3.11.3	QuadTree	121
3.12	Conclusion	122
4	Etude phénoménologique des corrections électrofaibles pour le processus de production inclusive de jets	125
4.1	Introduction	125
4.1.1	Motivations	125
4.1.2	Présentation des précédentes études	127
4.1.3	Nécessité d'une nouvelle étude	127
4.1.4	Plan du chapitre	128
4.2	Corrections électrofaibles et théorèmes fondamentaux de la théorie quantique des champs	128
4.2.1	Théorème de BLOCH-NORDSIECK-KINOSHITA-LEE-NAUENBERG	128
4.2.2	Théorème de factorisation	129
4.2.3	Illustration de ces théorèmes en théorie quantique des champs	129
4.2.4	Différences entre les corrections QCD et les corrections électrofaibles	132
4.3	Effet de l'émission de bosons faibles et corrections électrofaibles	134

4.3.1	Facteurs K géants	134
4.3.2	Précédentes études	136
4.3.3	Conclusion	137
4.4	Aspects théoriques et expérimentaux des calculs	137
4.4.1	Présentation de l'article de référence	137
4.4.2	Choix d'échelles	138
4.4.3	Fonctions de distribution des partons (PDF)	139
4.4.4	Coupures	139
4.5	Analyse	140
4.5.1	Processus de production inclusive de jets	141
4.5.2	Processus intervenant dans les corrections électrofaibles	141
4.5.3	Questions levées	143
4.6	Résultats	144
4.6.1	Corrections électrofaibles virtuelles sans émission de bosons W et Z	148
4.7	Conclusion	151
5	Mesure expérimentale des rapports de sections efficaces différentielles entre les processus de production associée de jets et bosons vecteurs et le processus de production inclusive de jets	155
5.1	Mesure de la section efficace différentielle de production inclusive de jets	156
5.1.1	Introduction	156
5.1.2	Reconstruction des jets	156
5.1.3	Sélection des évènements et des jets	162
5.1.4	Mesure de sections efficaces différentielles	170
5.2	Mesure du rapport R_{jets}	173
5.2.1	Introduction	173
5.3	Section efficace différentielle	173
5.4	Sélection des évènements	174
5.4.1	Sélection des muons et des jets	174
5.4.2	Sélection des bosons W et Z	175
5.4.3	Différents bruits de fond	177
5.4.4	Etude du bruit de fond QCD	177
5.4.5	Résultats	179
5.5	Combinaison des différents résultats	187
5.5.1	Discussion des incertitudes systématiques et des bruits de fond	187
5.5.2	Résultats	189
5.5.3	Conclusions	193
5.6	Perspectives	195
6	Conclusion	197

Table des figures

1.1	Description schématique du Modèle Standard de la physique des particules. Ce tableau résume la liste des particules ayant été théorisées et observées jusqu'à présent avec pour chacune leurs nombres quantiques et leur masses.	23
1.2	Représentation schématique du potentiel de Higgs	31
1.3	Présentation de PDFs ($xf(x)$) avec l'ensemble de PDFs MSTW2008nlo68 à 7TeV pour les quarks up, down, strange, charm, \bar{u} et le gluon.	39
1.4	Représentation des coordonnées η et ϕ et repérage d'une position dans le plan $\eta \times \phi$	41
2.1	Différents diagrammes de Feynman intervenant dans la production du boson de Higgs au premier ordre de la série de perturbations dans le cadre du Modèle Standard.	47
2.2	Section efficace de production du boson de Higgs multipliée par les rapports de branchements pour les différents canaux de désintégration tels que prédits dans le Modèle Standard en fonction de sa masse. Ces sections efficaces ont été calculés pour une énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton de 8 TeV.	47
2.3	Prédictions théoriques de sections efficaces de production de différentes particules du Modèle Standard ainsi que de modèles au delà du Modèle Standard en fonction de l'énergie transverse des jets ou de la masse des particules pour une énergie dans le centre de masse de deux protons de 14TeV.	50
2.4	Nombre d'interactions proton-proton par croisement de faisceau lors de la prise de données de 2011 et de la prise de données de 2012 par l'expérience ATLAS.	51
2.5	Image d'un événement où un boson Z se désintégrant en muons est produit dans une collision avec 20 vertex en 2012.	51
2.6	Réseau d'accélérateurs permettant la production puis l'accélération des faisceaux de protons jusqu'à leur énergie nominale et l'étude des différentes propriétés de la matière.	52
2.7	Photo aérienne de la région du CERN (canton de Genève) avec la représentation schématique du LHC et des différentes expériences.	53
2.8	Fonctions de distribution de partons ($xf(x)$) à $(7 \text{ TeV})^2$ avec l'ensemble MSTW2008NLO [1]. Distributions générées avec "The Durham HepData Project".	55
2.9	Schéma d'une cavité radiofréquence utilisée par le LHC pour accélérer et stocker les paquets de protons	58
2.10	Image d'un dipôle du LHC	58
2.11	Représentation du point d'interaction au centre de l'expérience ATLAS.	59
2.12	Représentation schématique des propriétés d'interaction de différents objets dans les sous-détecteurs de l'expérience ATLAS.	60

2.13	Vue schématique du détecteur ATLAS.	63
2.14	Représentation schématique du détecteur à pixels d'ATLAS.	66
2.15	Représentation schématique du détecteur interne d'ATLAS.	66
2.16	Représentation schématique du système de calorimétrie d'ATLAS	67
2.17	Représentation schématique du spectromètre à muons.	70
2.18	Vue schématique du calorimètre électromagnétique. Sur ce schéma, sont présents le tonneau à $\eta < 1.475$, et les bouchons à $\eta < 3.2$, le détecteur à l'avant d'ATLAS et les bouchons du calorimètre hadronique qui utilisent eux aussi la technologie à argon liquide.	71
2.19	Schéma du détecteur utilisé par l'expérience ALICE	74
2.20	Schéma du détecteur utilisé par l'expérience LHCb.	75
3.1	Gerbe électromagnétique dans une cellule du calorimètre électromagnétique d'ATLAS (figure extraite de [2]).	78
3.2	Représentation du signal triangulaire en sortie d'une cellule du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et du signal reconstruit en sortie de la chaîne électronique.	79
3.3	Forme du pic d'ionisation et du pic de calibration en fonctionnement normal dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS (figure extraite de [3]).	80
3.4	Représentation du circuit d'acquisition en sortie des cellules (figure extraite de [4]).	81
3.5	Exemple de rapport entre le signal de calibration et le signal de physique en fonction de η pour le sampling 2 de la roue externe du calorimètre électromagnétique (figure extraite de [5]).	82
3.6	Evolution de la résolution avec l'énergie des faisceaux incidents interagissant avec le détecteur lors de phase de calibration du détecteur (figure extraite de [6]).	84
3.7	Schéma représentant une tour du trigger dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS avec des cellules des premières et secondes couches du calorimètre (figure extraite de [7])	85
3.8	Bruit électronique en l'absence de collision en fonction de η pour chaque détecteur et couche du calorimètre d'ATLAS (figure issue de [7])	88
3.9	Variation de l'énergie mesurée en fonction de la tension aux bornes des électrodes (figure extraite de [7]) dans le tonneau. Les cercles correspondent à des électrons de 245 GeV, les losanges à des électrons de 100 GeV et les étoiles au résultat obtenu pour les électrons de 100 GeV à la tension nominale mis à l'échelle des résultats obtenus à 245 GeV	89
3.10	Schématisation des différents cas de figure rencontrés suite à la présence d'un HV trip	91
3.11	Carte du taux d'occupation des cellules dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique à 7 TeV	92
3.12	Représentation de la position du jet principal dans les événements de bruit de faisceau	95
3.13	Représentation d'une couche du calorimètre avec une tranche de cellules en η dont une est bruyante.	104
3.14	Décalage du détecteur par rapport au faisceau pour une tranche en η	104
3.15	Représentation de la valeur Z construite à partir de l'énergie et courbe ajustée pour la première couche.	106
3.16	Représentation de la valeur Z construite à partir du facteur de qualité et courbe ajustée pour le pré-échantillonneur.	106
3.17	Valeur de σ_{p_x} pour différentes valeurs de coupures pour les samplings 1 et 2. Le résultat obtenu pour la méthode standard est présenté avec une croix rouge (*)	110

3.18	Valeur de σ_{p_x} pour différentes valeurs de coupures pour le sampling 3. Le résultat obtenu pour la méthode standard est présenté avec une croix rouge (*)	111
3.19	Illustration de la p-value pour le cas d'une gaussienne. Dans un test d'hypothèse, la p-value représente souvent la probabilité que le test d'hypothèse ne réussisse pas. Dans notre cas ceci représente la probabilité que la cellule considérée présente un comportement déviant	113
3.20	Distribution des événements dans le plan $\log_{10}(N_{bad}) \times \log_{10}(N_{cells})$. Les valeurs présentées correspondent au nombre d'événements rejetés (gauche) par rapport au nombre d'événements qui sont visuellement mauvais (droite) ceci permet donc d'estimer la coupure optimale à appliquer dans ce plan.	115
3.21	Distribution de S_l	115
3.22	Présentation d'un échantillon de Noise Bursts obtenus avec la méthode présentée. Les deux premiers Noise Bursts ne sont pas observés par les méthodes standards. .	116
3.23	Régions à faibles valeurs de S_l	116
3.24	Séparation des événements bruyants et bons événements dans le plan $\log(N_{Bad\ Cells}) \times Q_{tot}$ et dans le plan $\log(N_{Bad\ Cells}) \times Q_{tot}$. Les événements en rouges ont été sélectionnés par la méthode précédemment introduite et sont donc considérés bruyants.	117
3.25	Graphique montrant l'effet relatif du choix de la coupure utilisée sur l'écart type du px constaté pour chacune des méthodes. La courbe rouge représente la surface située à la valeur mesurée pour la méthode actuellement utilisée par l'expérience. Les grandes valeurs de sigma sont liées au fait que nous utilisons le χ^2 . Dans le cas où nous utiliserions le χ , nous aurions la racine carrée de ces valeurs. On voit que les valeurs nécessaires à la réjection des mauvaises cellules sont des valeurs importantes.	118
3.26	Représentation d'un quadtree avec le partitionnement des branches et les objets dans chaque branche	122
4.1	Emission d'un gluon par un quark	130
4.2	Diagrammes de Feynman pour l'émission d'un gluon depuis un quark et représentation graphique du calcul de l'élément de matrice $ M^2 $	130
4.3	Distributions de la section efficace différentielle du processus Z+jet au NLO et au LO pour trois différentes variables cinématiques avec les barres d'erreur associées. Figure extraite de [8].	135
4.4	Diagrammes de Feynman pour les deux types de topologies intervenant dans le processus Z+2jets. A gauche Z+1jet avec émission d'un gluon, à droite dijet avec émission d'un boson Z. Le diagramme de droite est responsable des facteurs K géants et des corrections électrofaibles réelles au processus dijet.	136
4.5	Calcul NNLO approché de la section efficace différentielle de production du processus Z+1jet divisé par la section efficace différentielle de ce processus au leading order en fonction de $H_T = \sum_{i_{jet}=1}^{N_{jets}} p_T^i$, voir [8].	136
4.6	Illustration de la façon dont la section efficace de production du processus de production inclusive est calculée dans la suite.	142
4.7	Corrections électrofaibles réelles au processus de production inclusive de jets à 14 TeV dues à l'émission de bosons électrofaibles par les quarks.	146
4.8	Comparaison des corrections électrofaibles calculées dans cette étude avec les résultats de [9].	147
4.9	Effet du choix d'échelle sur l'amplitude des corrections électrofaibles.	148
4.10	Effet de la stratégie de reconstruction des jets sur l'amplitude des corrections électrofaibles.	149

4.11	Amplitude des corrections électrofaibles en fonction du rayon utilisé pour la reconstruction des jets.	150
4.12	Amplitude des corrections électrofaibles réelles pour différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse.	151
4.13	Corrections électrofaibles réelles dues à l'émission de bosons électrofaibles et corrections électrofaibles virtuelles obtenues de [10] avec la combinaison de ces corrections à 14 TeV dans le centre de masse des protons.	152
4.14	Corrections électrofaibles réelles dues à l'émission de bosons électrofaibles et corrections électrofaibles virtuelles obtenues de [10] avec la combinaison de ces corrections à 8 TeV dans le centre de masse des protons.	153
4.15	Corrections électrofaibles réelles dues à l'émission de bosons électrofaibles et corrections électrofaibles virtuelles obtenues de [10] avec la combinaison de ces corrections à 7 TeV dans le centre de masse des protons.	154
5.1	Forme des jets en fonction du rayon des jets et fraction d'énergie des jets réels reconstruite en fonction du rayon des jets	157
5.2	Représentation schématique des différentes méthodes de reconstruction des jets utilisées par l'expérience ATLAS	158
5.3	Illustration de la méthode de granularité longitudinale fine	160
5.4	Illustration de la méthode de granularité longitudinale grossière	160
5.5	Facteur correctif à appliquer aux jets dans le tonneau central en fonction de l'énergie reconstruite des jets.	163
5.6	Liste de coupures à appliquer pour nettoyer les jets	165
5.7	Illustration du calcul de la JVF	165
5.8	Valeur de la JVF et origine présumée des jets	166
5.9	Courbe d'efficacité pour le trigger central en fonction de l'impulsion transverse des jets en GeV.	168
5.10	Courbe d'efficacité pour le trigger avant en fonction de l'impulsion transverse des jets en GeV.	169
5.11	Efficacité du trigger avant au niveau 1 pour le trigger fj10 (à gauche) et le niveau 2 pour le trigger fj25 (à droite) en fonction de l'impulsion transvers des jets en GeV.	169
5.12	Luminosité intégrée en fonction de $\mu_{\text{Réel}}$ (gauche) et NPV (droite) pour le trigger EF_240_a4tc_EFFS.	170
5.13	Influence de l'empilement sur la section efficace différentielle de production inclusive de jets.	171
5.14	Double section efficace différentielle ($\frac{d\sigma}{dp_T dy}$) pour R=0.4 (gauche) et pour R=0.6 (droite) pour différents intervalles de rapidité	171
5.15	Comparaison entre la section efficace différentielle de production inclusive de jets mesurée dans les données et la section efficace de production inclusive de jets calculée au LO par le programme NLOJet++ à 7TeV avec $\mu_R = \mu_F = \frac{H_T}{2}$ et l'ensemble de PDFs CTEQ6M.	172
5.16	Sélection des bosons Z en fonction de la coupure sur l'isolation. Sur cette figure "EF" signifie que les muons ont passé les coupures de sélection du système de déclenchement.	175

5.17	Distribution de l'énergie manquante normalisée à 1 pour différentes templates dans le bin à 0 jet. Dans chaque template, AntiIso signifie que la coupure sur l'isolation a été inversée ($\sum_{20} pT/pT > 0.1$), RestAntiIso signifie que la coupure sur l'isolation est bornée, $0.5 > \sum_{20} pT/pT > 0.1$, et AntiD0 signifie que la coupure sur $d0_{sig}$ a été inversée.	180
5.18	Distribution de l'énergie manquante normalisée à 1 pour différentes templates dans le bin à 0 jet pour le Monte-Carlo contenant les quarks beaux et charmés. Dans chaque template, AntiIso signifie que la coupure sur l'isolation a été inversée ($\sum_{20} pT/pT > 0.1$), RestAntiIso signifie que la coupure sur l'isolation est bornée, $0.5 > \sum_{20} pT/pT > 0.1$, et AntiD0 signifie que la coupure sur $d0_{sig}$ a été inversée.	181
5.19	Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 0 jet. La courbe du bas correspond au rapport entre le résultat obtenu en utilisant les données et le résultat Monte-Carlo	182
5.20	Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 1 jet.	183
5.21	Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 2 jets.	184
5.22	Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 3 jets.	185
5.23	Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 4 jets.	186
5.24	Différentes distributions utilisées pour le calcul du rapport V +jets/Inclusive jet. . .	190
5.25	Différentes distributions utilisées pour le calcul du rapport V +jet/Leading jet . . .	191
5.26	Rapport entre les sections efficaces différentielles de production associée W +jets et Z +jets et la section efficace différentielle de production inclusive de jets.	192
5.27	Rapports entre les sections efficaces différentielles de production associée Z +jets et W +jets et la section efficace différentielle de production du jet principal dans le canal de désintégration muonique.	193
5.28	Somme des rapport entre les sections efficaces de production associée Z +jets et W +jets divisées par leur rapport de branchement $Z \rightarrow \mu\mu$ et $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ et la section efficace différentielle de production inclusive de jets.	194
5.29	Somme des rapports entre les sections efficaces différentielles de production associée Z +jets et W +jets divisées par leur rapport de branchement $Z \rightarrow \mu\mu$ et $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ et la section efficace de production du jet principal.	195

Chapitre 1

Panorama Théorique de la Physique des Particules

Les lois scientifiques doivent être considérées comme des hypothèses, provisoirement valides tant qu'elles n'ont pas été réfutées.

GEORGE SOROS citant KARL POPPER

Avril 1897, dans un des laboratoires du Trinity College de Cambridge, JOSEPH JOHN THOMSON découvre l'électron (voir [11]), la première particule fondamentale à être observée expérimentalement et ouvre ainsi la voie à un nouveau champ de recherche, la Physique des Particules.

L'idée de blocs fondamentaux de la matière, insécables, autrefois nommés atomes, ce qu'auraient pu être ce qu'aujourd'hui nous nommons bien malheureusement atomes, n'est pas nouvelle et les premières traces connues semblent remonter à ARISTOTE et DÉMOCRITE bien que l'idée puisse leur avoir été antérieure.

Après eux de nombreux scientifiques se sont intéressés à cette idée, le plus notoire étant sans aucun doute ISAAC NEWTON qui postulait que la lumière était en fait constituée de corpuscules, qu'il ne nommait pas encore "photons". Cette idée, plutôt attirante, l'opposa durant de nombreuses années à CHRISTIAN HUYGENS qui, lui, affirmait que la lumière était plutôt de nature ondulatoire. Tandis que la juste interprétation des expériences de l'époque revenait à HUYGENS, ni l'un ni l'autre – ou du point de vue opposé, l'un et l'autre – n'avaient raison et ces deux formulations ne furent réconciliées que quelques deux cents à trois cents ans plus tard par la physique quantique sous l'impulsion des travaux de MAX PLANCK et d'ALBERT EINSTEIN.

A partir de 1905, les travaux de EINSTEIN, WERNER HEISENBERG, NIELS BOHR, ERWIN SCHRÖDINGER, PLANCK et de plusieurs autres chercheurs donnent naissance simultanément à deux nouvelles théories.

D'un côté EINSTEIN développe des idées avancées au dix-neuvième siècle par notamment HENRI POINCARÉ et PAUL LANGEVIN qui aboutissent à une théorie unifiée, que nous connaissons aujourd'hui sous le nom de la Relativité Restreinte (voir [12]) qui permet de relier la théorie mécanique de NEWTON, JOSEPH LOUIS LAGRANGE et WILLIAM ROWAN HAMILTON et la théorie électromagnétique de JAMES CLERK MAXWELL.

De l'autre se développe la théorie quantique ce qui rend possible l'explication de l'ensemble des phénomènes physiques qui se produisent à l'échelle de l'atome et la réconciliation des théories

corpusculaires et ondulatoires de la matière.

Deux principes fondamentaux donnent à la physique quantique un caractère novateur qu'il est difficile d'admettre à cette époque.

D'un côté, HEISENBERG développe l'idée de ce que nous appelons aujourd'hui le principe d'incertitude d'HEISENBERG (voir [13]) qui explique qu'il est impossible dans un système quantique de mesurer simultanément avec une précision infinie les mêmes composantes des quadri-vecteurs position et énergie-impulsion (par exemple énergie et temps...) ce qui autorise la présence de fluctuations parfois importantes et pouvant avoir un rôle essentiel lorsque nous sommes en présence d'un nombre de particules élevé.

De l'autre, tandis qu'un nouveau nombre quantique est nécessaire pour décrire l'état d'une particule quantique, appelé spin (voir [14]) et pouvant prendre des valeurs entières ou demi-entières (les particules à spin entier sont appelés bosons tandis que les particules à spin demi-entier sont appelés fermions), WOLFGANG PAULI postule, en observant les données de plusieurs expériences, que les fermions obéissent à un principe, ci-nommé le principe d'exclusion de PAULI, qui établit que deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique dans un système quantique. Il n'y a pas de tel principe pour les bosons.

Ce principe a des conséquences dramatiques notamment en physique statistique puisque dès lors les fermions obéissent à la statistique de FERMI-DIRAC qui permet l'existence de semiconducteurs, mais aussi d'expliquer le paramagnétisme ou encore l'existence des étoiles à neutrons tandis que les bosons obéissent à la statistique de BOSE-EINSTEIN avec les phénomènes connus de la superfluidité de l'hélium 4 ou la théorie BCS (BARDEEN-COOPER-SCHRIEFFER, voir [15]) de la supraconductivité.

En 1915, la publication par EINSTEIN de ses travaux sur la Relativité Générale (voir [16]) marque un tournant majeur de la recherche théorique. Pour la première fois, une théorie entièrement développée sur des principes mathématique était capable de prédire de nombreux effets non triviaux.

L'observation par ARTHUR EDDINGTON de la déviation des rayons lumineux par un corps massif au cours de l'éclipse solaire du 29 mai 1919, effet prédit par la Relativité Générale ainsi que le calcul par EINSTEIN de l'effet de la Relativité Générale sur la déviation du périhélie de Mercure et le résultat attendu de 43" d'arc manquantes marquent le triomphe de la physique théorique.

En parallèle, de nombreuses recherches ont lieu pour comprendre la structure nucléaire de la matière. En 1918, ERNEST RUTHERFORD découvre le proton, puis en 1932, JAMES CHADWICK découvre le neutron (voir [17]) tandis que CARL ANDERSON découvre le positron, antiparticule de l'électron (voir [18]). Les antiparticules sont des particules prédites par la théorie quantique des champs et possèdent les mêmes propriétés physiques que leurs particules associées mais une charge opposée. Une antiparticule mise en présence de sa particule associée peut conduire à leur annihilation en deux ou trois photons en fonction de leur état quantique pour des raisons de conservation du moment cinétique. Le positron avait été prédit en Décembre 1929 par PAUL DIRAC (voir [19]) suite à ses recherches dans le but de concilier la Relativité Restreinte et la Physique Quantique. La Physique des Particules et la Théorie Quantique des Champs sont officiellement nées.

En 1930, des expériences de physique nucléaire font état d'un désaccord entre l'énergie réellement mesurée dans les désintégrations β^\pm (une désintégration β^- (β^+) a lieu lorsqu'un neutron(proton) se désintègre en un proton(neutron) et un électron(positron)) et l'énergie calculée théoriquement. De plus les spectres d'énergie sont continus tandis que les physiciens s'attendent à des spectres de raies. Alors que certains physiciens sont déjà prêts à abandonner les principes de conservation de l'énergie-impulsion et du moment cinétique dans les systèmes nucléaires, PAULI postule l'existence

d'une nouvelle particule, neutre et indétectable, qui s'échapperait avec le défaut d'énergie mesuré (voir [20]). Fermi donne à cette particule le nom de *neutrino* (petit neutron) en 1933. Elle sera détectée en 1956 par FREDERICK REINES et CLYDE COWAN (voir [21]).

Bien vite d'autres particules ayant des propriétés similaires à l'électron sont observées dans les rayons cosmiques. Elles ne correspondant à aucune particule connue et sont d'apparence plus massive. Nous leur donnerons plus tard le nom de muon (voir [22]).

Bien plus tard, en 1962 une expérience menée par LEON LEDERMAN, MELVIN SCHWARTZ et JACK STEINBERGER leur permet de mettre en évidence l'existence du neutrino muonique [23].

Le lepton τ et le neutrino associé seront trouvés 16 et 38 ans plus tard (voir [24], [25]).

C'est à cette époque que RICHARD FEYNMAN, JULIAN SCHWINGER et SIN ITIRO TOMONAGA (voir [26],[27], [28], [29]) ainsi que DYSON travaillèrent indépendamment au développement des idées avancées par DIRAC dans le but de donner une description en théorie des champs de l'électrodynamique par l'ajout d'une interaction photon-fermion basée sur le groupe unitaire $U(1)$ aux équations de Dirac et de Klein-Gordon (voir [30]) qui donnaient une description quantique relativiste des fermions et bosons se propageant librement dans un espace Minkowskien tel que développé en Relativité Restreinte.

Bien que des calculs étaient possibles bien avant eux au premier ordre d'une série de perturbation (l'idée repose sur le fait que l'interaction est suffisamment faible pour utiliser un développement de Taylor qui simplifie les calculs suffisamment pour pouvoir les réaliser), l'étude des ordres supérieurs faisait apparaître des quantités infinies inconcevables. Leurs travaux (consécutifs aux travaux de HANS BETHE sur le Lamb-shift de l'atome d'hydrogène) permirent de résoudre le problème des infinis et faire des calculs au delà de l'ordre des arbres. Néanmoins, ces méthodes manquaient alors d'un cadre théorique permettant de justifier les méthodes utilisées.

L'un des premiers à être calculé avec succès fut l'effet Compton qui décrit la déviation des rayons X et gamma par des électrons au repos. Aujourd'hui le désaccord de cette théorie avec l'expérience est inférieur au milliardième en ce qui concerne le calcul des quantités utilisant la mesure de la constante de structure fine $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$

A partir des années 50, de nombreuses particules composées (que nous appelons hadrons) sont observées, avec des propriétés similaires à celles du proton et du neutron créant ainsi le besoin de développer un modèle permettant d'expliquer les différentes propriétés de cette myriade de particules de la même façon que ceci a été rendu possible avec le tableau de DMITRI MENDELEEV pour la chimie.

En 1953, un nouveau nombre quantique fait son apparition afin d'expliquer l'absence étrange de certains canaux de production dans le secteur hadronique tels que :

$$\pi^- + p \rightarrow n + K^0. \quad (1.0.1)$$

alors qu'il ne semblait pas y avoir de telle restriction dans les canaux de désintégration de ces particules :

$$K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \quad K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-. \quad (1.0.2)$$

Les physiciens donnent à ce nouveau nombre quantique le nom d'étrangeté pour signifier le caractère étrange de l'absence de ces canaux.

A cette époque et afin d'expliquer la prolifération du nombre de hadrons, MURRAY GELL-MANN et GEORGE ZWEIG développent indépendamment le modèle des quarks (voir [31]) et mettent en avant les relations entre les différents hadrons puis utilisent ce modèle pour prédire l'existence d'une nouvelle particule, l'hypéron Ω^- , observée en 1964 qui prouvera la validité de leur modèle. Désormais, les hadrons sont séparés en deux familles, d'un côté les baryons composés de trois

quarks ou antiquarks et de l'autre les mésons qui eux sont composés d'un quark et d'un antiquark. Parmi les baryons nous pouvons souligner la présence du neutron (deux quarks down et un quark up (deux saveurs de quarks, la saveur étant un nombre quantique associé aux quarks dont fait partie l'étrangeté)) et du proton (deux quarks up et un quark down).

Parallèlement, des expériences de physique des particules sondant la structure des hadrons mettent en évidence la présence de particules de spin demi-entier et de charge fractionnaire à l'intérieur des hadrons confirmant l'hypothèse de ZWEIG et GELL-MANN. Il leur est donné la dénomination de quark en référence au modèle de ZWEIG et GELL-MANN. Ces quarks présentent le comportement étrange de sembler ne pas interagir entre eux lorsque l'on sonde les hadrons à hauts transferts d'impulsion (un phénomène connu sous le nom de "Bjorken scaling" [32]), phénomène qui ne sera expliqué que plus tard par la Chromodynamique Quantique.

Par la suite la découverte du Δ^{++} constitué de trois quarks "up" violant les principes de la mécanique quantique, principalement le principe d'exclusion de Pauli, nécessite l'ajout d'un nouveau nombre quantique plus tard appelé couleur car ayant les mêmes propriétés additives que les couleurs primaires. Cette découverte ouvre alors la voie au développement de la Chromodynamique Quantique qui décrit les interactions entre les quarks.

La découverte en 1978 du gluon (voir par exemple [33]), vecteur de l'interaction forte décrite par la Chromodynamique Quantique est en quelque sorte l'aboutissement de cette théorie.

Le modèle phénoménologique de la désintégration β manquait d'un cadre contextuel rigoureux jusqu'à ce que FERMI développe son modèle de théorie des champs effective mais ce dernier bien que décrivant correctement les phénomènes à basse énergie, ne pouvait rendre compte de certains phénomènes observés dans les systèmes de quarks produits expérimentalement. Par ailleurs, les diagrammes d'ordres supérieurs qui étaient utilisés depuis leur introduction par FEYNMAN étaient divergents (problème de renormalisabilité) et lorsque l'énergie dans le centre de masse augmentait, la section efficace divergeait et n'était pas bornée (problème d'unitarité).

Le problème résistait aux développements théoriques jusqu'à l'introduction dans les années 50 par CHEN NING YANG et ROBERT MILLS de leur théorie reprenant les idées utilisées en électrodynamique quantique mais reposant sur l'utilisation du groupe $\mathbf{SU}(2)$ (un élément de $\mathbf{SU}(2)$ a une représentation matricielle de \mathbb{C}^2 telle que $\text{gog}^* = 1$ et $\det \mathbf{g} = 1$). Étonnamment, à l'origine, ce modèle avait pour ambition de donner une formulation de la QCD en théorie des champs...

Néanmoins, bien que ce modèle permette de donner une formulation de la désintégration β au niveau des quarks par l'introduction d'une paire de bosons vecteurs (que les physiciens identifieront plus tard comme étant les bosons W^\pm), il ne permet pas de résoudre les problèmes de renormalisabilité et d'unitarité de la théorie.

Ce n'est que grâce aux travaux conjugués de STEVEN WEINBERG, ABDUS SALAM et SHELDON GLASHOW utilisant les idées de PETER HIGGS et de cinq autres chercheurs qu'ils avaient développées à partir du modèle phénoménologique de physique statistique réalisé par VITALY GINZBURG et LEV DAVIDOVICH LANDAU des transitions de phase du second ordre (une transition de phase du second ordre est une transition de phase pour laquelle il n'existe pas de chaleur latente ou encore pour laquelle la dérivée seconde de l'énergie libre par rapport aux variables thermodynamiques d'intérêt est discontinue) qui ont lieu dans les milieux ferromagnétiques et supraconducteurs, que nous aboutirons à une théorie cohérente avec l'état de l'art des observations expérimentales.

L'idée géniale de HIGGS est d'associer à cette transition de phase durant laquelle s'opère une brisure de symétrie (les spins s'alignent suivant une des directions de la composante z du spin dans un milieu ferromagnétique) une particule que les physiciens appelleront plus tard le Boson de Higgs (voir par exemple [34]).

SALAM et WEINBERG introduisent une brisure de symétrie dans le modèle de GLASHOW qui raffine la théorie de YANG-MILLS en unifiant le secteur faible et l'électromagnétisme au travers du produit tensoriel de groupes $\mathbf{SU}(2) \otimes \mathbf{U}(1)$ (voir [35]).

Ce modèle permet dès lors d'expliquer pourquoi le photon garde une masse nulle tandis que les bosons faibles acquièrent une masse. Ils introduisent dans ce modèle un nouveau boson vecteur auquel sera donné le nom de Z , lequel sera découvert au CERN en 1983 parallèlement aux bosons W (voir [36]).

Le succès de cette théorie conditionna le succès de la théorie des champs et les idées développées ont dès lors été reprises dans le cadre de la Chromodynamique qui, basée sur le groupe $\mathbf{SU}(3)$, permet l'introduction du gluon dans les années 70. Un des phénomènes notables dans cette théorie et qui provient du caractère non-abélien du groupe de jauge sur lequel il repose (cet effet n'est en revanche pas observable dans le secteur faible du fait de la brisure spontanée de symétrie), est la liberté asymptotique que nous observons lorsque nous sondons la structure interne des hadrons. Bien que les quarks soient confinés au sein des hadrons, ils semblent se comporter comme s'ils étaient libres et n'interagissaient pas fortement entre eux. Ce phénomène fut expliqué par FRANK WILZECK, DAVID GROSS ET DAVID POLITZER par un calcul perturbatif de théorie des champs (voir [37]).

Bien que cette théorie semble posséder l'ensemble des caractéristiques nécessaires à la description des phénomènes hadroniques, il n'est pas encore clair théoriquement comment ces phénomènes apparaissent. Parmi ces caractéristiques, il est indispensable de mentionner que la présence d'un écart de masse (c'est à dire que la masse de la particule la moins massive est non nulle) est nécessaire ainsi que le confinement (comment expliquer que les quarks sont confinés au sein de hadrons?). Ces deux problèmes semblent liés et font l'objet d'un prix du Millénaire par l'institut de mathématiques Clay (voir [38]). Les recherches dans ce domaine, essentiellement en ce qui concernent les calculs de QCD sur réseau, sont très actives.

Par la suite la Chromodynamique Quantique et le modèle de GLASHOW-SALAM-WEINBERG-HIGGS furent regroupés dans un modèle plus vaste que nous connaissons aujourd'hui sous le nom de Modèle Standard. Ce dernier est basé sur le produit tensoriel de groupes $\mathbf{SU}(3) \otimes \mathbf{SU}(2) \otimes \mathbf{U}(1)$ et permet d'expliquer aujourd'hui la majorité des phénomènes observés en physique des hautes énergies.

A ce jour, deux types de fermions ont été observés, d'un côté les quarks et de l'autre les particules du type de l'électron ou du neutrino électronique auxquels a été donné le nom générique de lepton. Six leptons ont été identifiés (l'électron, le muon et le tau ainsi que leurs neutrinos associés) de même que six quarks dont la charge q peut prendre deux valeurs (le quark up ($q = \frac{2}{3}$), le quark down ($q = -\frac{1}{3}$), le quark charmé ($q = \frac{2}{3}$), le quark étrange ($q = -\frac{1}{3}$), le quark top ($q = \frac{2}{3}$) et le quark beau ($q = -\frac{1}{3}$)). Par ailleurs, à chacune de ces particules, il convient d'associer son antiparticule correspondante.

L'ensemble des expériences effectuées à ce jour semblent indiquer que les leptons possèdent un nombre quantique que les physiciens appellent le nombre leptonique tandis que les quarks possèdent un nombre quantique que les physiciens dénomment le nombre baryonique. Néanmoins, aucun mécanisme ne permet d'expliquer pourquoi ces deux nombres (et en particulier la différence des deux qui elle n'est pas affectée par la présence d'anomalies quantiques) doivent être conservés. Ceux-ci sont décrits par des symétries internes globales dont la nature et la raison est à ce jour inconnue. Le défi de modèles plus avancés sera peut-être de donner la raison de la conservation des nombres leptoniques et baryoniques.

Le nombre baryonique est conservé, de même que le nombre leptonique, dans toutes les réactions, qu'elles soient dues à l'interaction forte ou à l'interaction électrofaible.

Néanmoins tandis que l'interaction forte conserve les nombres quantiques de saveurs (l'étrangeté, la beauté...), l'interaction faible est plus permissive et il n'y a pas de telle règle.

Le 4 juillet 2012 lors d'une conférence de presse se tenant au CERN, les coordinateurs des expériences ATLAS et CMS, le directeur du CERN et le directeur du LHC (l'accélérateur de particules qui produit la production des particules subatomiques reconstruites par ATLAS et CMS) annoncent qu'un nouveau boson vient d'être observé (voir [39] et [40]).

Le Modèle Standard vient de prouver une fois de plus sa résistance à l'expérience puisque ce boson semble être le Boson de Higgs, pierre angulaire de ce modèle et dernier chaînon manquant de la physique des particules.

Néanmoins, le Modèle Standard est loin d'être exempt de défauts et il faut aujourd'hui trouver un cadre contextuel plus large qui l'englobera et parviendra à expliquer les phénomènes physiques qui se produiront peut-être au sein des expériences qui sont actuellement en cours dans le monde entier.

En 1998, l'expérience Kamiokande confirme l'observation d'un phénomène des plus inattendus (voir [41]), les neutrinos semblent osciller entre leurs différentes saveurs ce qui viole *de facto* le nombre leptonique de famille et nécessite l'extension du Modèle Standard (voir [42]). En effet, le Modèle Standard prédit que les neutrinos ont une masse nulle alors que ce phénomène impose que les neutrinos doivent avoir une masse non nulle. Ce phénomène implique par ailleurs qu'il existe une hiérarchie entre les masses qui n'est pas encore claire aujourd'hui.

La présence de trois familles de quarks implique que la symétrie CP (charge-parité, la parité (image d'une particule dans un miroir) n'étant pas conservée par l'interaction faible) peut être violée du fait de l'introduction d'une phase dans la matrice CKM. Par ailleurs l'asymétrie baryonique dans l'univers nécessite une telle violation afin d'expliquer la prédominance de la matière sur l'antimatière. Cette asymétrie suggère que la violation de CP est plus importante que ne le prédit le Modèle Standard et que d'autres effets non encore observés ou compris peuvent être à l'origine de cette asymétrie.

Ces effets nous confortent donc dans l'idée que le Modèle Standard doit être élargi ce que tentent de faire de nombreux modèles développés au cours des dernières années et qui peuvent désormais être confrontés à l'expérience. Par ailleurs l'observation indirecte de la matière noire dans l'observation des résidus de collision de deux galaxies (Bullet Cluster voir [43]) et l'observation de l'expansion accélérée de l'univers (voir [44]) nécessitent le développement de nouveaux modèles afin d'expliquer ces phénomènes. De nombreux autres phénomènes sont aussi à expliquer mais nous ne nous étendrons pas sur ceux-ci.

A ce jour et depuis le 4 juillet 2012 notre connaissance de la physique des particules peut être résumée simplement par le tableau 1.1.

1.1 Modèle Standard

Maintenant que nous avons mis en place le cadre contextuel qui permet la construction théorique du Modèle Standard, il est temps de nous concentrer sur la construction de ce modèle. Nous réutiliserons les notations que nous venons de détailler.

Nous séparons cette discussion sur le Modèle Standard en trois parties.

Dans la première partie, nous discuterons la construction théorique du secteur électrofaible en détaillant la notion d'invariance de jauge pour le champ électromagnétique et l'interaction des leptons chargés avec le photon. Nous aborderons ensuite l'apparition des bosons Z et W^\pm du fait de l'existence du groupe de symétrie $SU(2)$. L'invariance de jauge n'est conservée dans le secteur électrofaible que si la masse de ces bosons est nulle ce qui est contraire à ce que nous indique

mass →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	u up	c charm	t top	g gluon	H Higgs boson
QUARKS	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$ -1/3 1/2 d down	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$ -1/3 1/2 s strange	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ -1/3 1/2 b bottom	0 0 1 γ photon	
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 1/2 e electron	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ -1 1/2 μ muon	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ -1 1/2 τ tau	$91.2 \text{ GeV}/c^2$ 0 1 Z Z boson	
LEPTONS	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 1/2 ν_e electron neutrino	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 1/2 ν_μ muon neutrino	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ 0 1/2 ν_τ tau neutrino	$80.4 \text{ GeV}/c^2$ ± 1 1 W W boson	GAUGE BOSONS

FIG. 1.1 – Description schématique du Modèle Standard de la physique des particules. Ce tableau résume la liste des particules ayant été théorisées et observées jusqu'à présent avec pour chacune leurs nombres quantiques et leur masses.

l'expérience. Les masses doivent alors être générées par un mécanisme que nous détaillerons dans la suite. Ce mécanisme fait alors apparaître un boson, de spin 0. Nous détaillerons ses propriétés et la façon dont il apparaît mathématiquement.

Dans la seconde partie, nous étudierons l'interaction forte et la chromodynamique quantique qui sert de cadre contextuel à cette interaction. Cette théorie peut être étudiée séparément du secteur électrofaible du fait que seuls les quarks et les gluons, que nous introduirons, sont sensibles à cette interaction alors que toutes les particules sont sensibles à l'interaction électrofaible. Cette discussion nous permettra d'introduire les fonctions de distribution de partons qui jouent un rôle majeur au LHC, ainsi que les jets qui résultent du confinement des quarks et gluons en hadrons. Nous détaillerons ce mécanisme en nous appuyant sur les connaissances communément acceptées par notre communauté.

Finalement nous verrons comment la chromodynamique et le secteur électrofaible nous permettent de construire le Modèle Standard. Nous passerons en revue les indices que ces théories nous apportent concernant l'existence de nouveaux effets physiques possibles à plus haute énergie. Enfin, nous discuterons quelques modèles théoriques permettant une extension du Modèle Standard à l'échelle du TeV et leurs implications.

1.1.1 Notations

Nous utiliserons un certain nombre de notations que nous avons introduites précédemment mais certaines doivent être ajoutées à cette liste. Dans toutes les discussions que nous aurons, nous utiliserons la lettre grecque ϕ pour les bosons, la lettre grecque Ψ pour les fermions, et la lettre A pour le champ de jauge du photon. Les champs de jauge associés aux bosons vecteurs seront dénommés W et B avant que le mécanisme de Higgs n'ait lieu puis W^\pm , Z et A correspondant aux bosons W^\pm , Z ainsi qu'au photon après la brisure spontanée de symétrie. Les lettres grecques μ , ν , λ , τ seront utilisées pour les indices des dérivées covariantes et contravariantes, et de manière générale pour représenter les quadrivecteurs, et les lettres latines a , b , c , d pour les indices relatifs aux symétries de jauge locales. Par ailleurs nous utiliserons le symbole $\partial_\mu = (\frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$.

1.1.2 Propagation libre des fermions et bosons

Avant de commencer les discussions permettant de mettre en place le cadre théorique du Modèle Standard, nous rappelons les équations décrivant la propagation des particules libres en théorie quantique des champs.

Deux équations sont utilisées.

Une première équation, l'équation de Klein-Gordon permet de décrire la propagation des particules de spin entier :

$$(\partial^2 + m^2)\phi = 0. \quad (1.1.3)$$

L'équation de Dirac, quant à elle, permet de décrire la propagation des fermions :

$$(\not{\partial} - m)\psi = 0. \quad (1.1.4)$$

Le symbole $\not{\partial} = \partial_\mu \gamma^\mu$ où les matrices γ^μ sont les matrices de Dirac qui ont comme relations : $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \mathbb{1}$ où $\{.,.\}$ est le symbole de l'anticommutateur.

1.1.3 Interaction électromagnétique

Invariance de jauge et photon

Nous introduisons la notion d'invariance de jauge, qui apparaîtra de façon récurrente dans la suite de notre discussion, dans le cadre de l'interaction électromagnétique. Nous introduirons la notion de dérivée covariante et dériverons le terme d'interaction pour le photon. Nous verrons aussi que l'invariance de jauge implique que le photon doit avoir une masse nulle.

Nous étudions désormais l'influence du changement de phase lié à l'existence d'une symétrie locale $U(1)$:

$$\Phi' = e^{-iq\theta(x)}\Phi. \quad (1.1.5)$$

Cette transformation de phase laisse la norme inchangée mais il est important de voir l'effet de ce changement sur les équations du mouvement et donc sur le Lagrangien.

$$\mathcal{L} = e^{iq\theta(x)}\bar{\Psi}(i\not{\partial} - m)e^{-iq\theta(x)}\Psi. \quad (1.1.6)$$

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\not{\partial} - m + q\not{\partial}\theta)\Psi. \quad (1.1.7)$$

Nous voyons que sous cette transformation, le lagrangien libre n'est plus invariant. Il est nécessaire de compléter le lagrangien en faisant intervenir un nouveau champ qui se transformera sous l'action du groupe $U(1)$ et qui nous permettra de rétablir l'invariance du lagrangien :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \theta. \quad (1.1.8)$$

Le nouveau lagrangien s'écrit donc

$$\mathcal{L}' = \mathcal{L} - j^\mu A_\mu. \quad (1.1.9)$$

où

$$j^\mu = q \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi. \quad (1.1.10)$$

Nous voyons que le Lagrangien contenant le champ ci-dessus est alors bien invariant de jauge sous l'action du groupe $U(1)$.

Cette transformation de jauge fait naturellement apparaître un nouveau champ avec lequel les fermions vont interagir si nous requérons que notre lagrangien soit invariant sous cette transformation.

Le terme d'interaction est alors donné par $j^\mu A_\mu$ et l'amplitude de l'interaction est donnée par la charge électrique des fermions et l'amplitude du champ A_μ . Il est intéressant de remarquer que dans le cas présent la charge électrique n'est pas contrainte dans ce terme d'interaction et les particules pourraient en principe avoir n'importe quelle charge électrique.

Il est désormais possible de définir une nouvelle dérivée que les physiciens dénomment la dérivée covariante laquelle est définie par

$$D^\mu = \partial^\mu + iqA^\mu. \quad (1.1.11)$$

L'équation de Dirac invariante sous $U(1)$ s'écrit alors

$$(\not{D} - m)\Psi = 0. \quad (1.1.12)$$

Nous pouvons associer au champ A le tenseur de champ qui s'écrit :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.1.13)$$

Ce tenseur est invariant sous la transformation de A^μ sous $U(1)$ et le scalaire $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, lui aussi invariant, doit être ajouté au Lagrangien précédent. Le facteur $-\frac{1}{4}$ est utilisé par convention dans le but de retrouver les facteurs présents dans les équations de Maxwell.

Ce terme nous permet de déduire l'équation pour le champ libre du photon qui s'apparente alors à une équation de Klein-Gordon.

L'invariance de jauge est un élément clé de la théorie quantique des champs et les méthodes décrites dans cette partie peuvent être appliquées à des groupes de symétrie plus complexes dans le but de dériver les termes d'interaction qui découlent de cette invariance.

Invariance de jauge et masse du photon

Dans le cas de figure que nous étudions, nous avons vu qu'un champ de jauge apparaissait sous l'effet de l'invariance de jauge. Par ailleurs ce champ se transforme sous l'action du groupe de jauge :

$$A'^\mu = A^\mu + \partial^\mu w. \quad (1.1.14)$$

Nous voyons que le terme $A^\mu A_\mu$ n'est pas invariant sous l'action du groupe de jauge.

Si nous regardons l'équation de Klein-Gordon qui décrit l'évolution de A^μ , ce terme est associé au terme de masse et le seul moyen de s'affranchir de ce terme est de fixer la masse du photon à zéro.

Nous avons ainsi montré que le photon doit avoir une masse nulle dans le cadre du groupe de jauge $U(1)$.

De manière générale, la masse des bosons générés sous l'action d'un groupe de jauge doit être nulle sauf si celle-ci est générée par un mécanisme indépendant. Ceci est important dans le cas du Modèle Standard auquel nous allons nous intéresser dans la partie suivante.

Nous introduirons les bosons Z et W^\pm générés par le groupe de jauge en question et le mécanisme de Higgs qui nous permettra de générer la masse des bosons en accord avec les observations expérimentales. Ce mécanisme est lié à l'existence d'un boson, le boson de Higgs dont nous décrirons les propriétés. Nous verrons en particulier que la masse du photon reste nulle sous l'effet de ce mécanisme en accord avec l'observation.

1.1.4 Théorie de Yang-Mills, bosons Z et W^\pm

Nous abordons dans cette partie les théories de Yang-Mills et introduisons les bosons Z et W^\pm . Nous ne suivrons pas un cheminement historique et ne présenterons donc pas la théorie de Fermi usuellement utilisée pour introduire les bosons W^\pm . Nous allons plutôt utiliser le fait que ces bosons ont déjà été découverts et tenter d'utiliser les connaissances qui ont été présentées dans la sous-section précédente dans le but de formuler une théorie satisfaisante faisant apparaître naturellement les différents bosons (le photon, les bosons W^\pm et le boson Z).

Comme nous avons déjà abordé l'invariance de jauge, nous allons poursuivre notre discussion en nous focalisant désormais sur un groupe non-abélien particulier, le groupe spécial unitaire en dimension 2, $SU(2)$.

Propriétés du groupe $SU(2)$

Après avoir introduit ce groupe et défini ses propriétés, nous verrons comment l'invariance de jauge sous ce groupe permet de faire apparaître les bosons de jauge que nous connaissons. Nous verrons par ailleurs que les bosons qui apparaissent ne peuvent être massifs pour les raisons déjà évoquées et qu'il est donc nécessaire de faire intervenir un mécanisme supplémentaire.

Tout d'abord, le groupe $SU(2)$ a les propriétés suivantes :

- Les opérateurs ont des représentations matricielles dans un espace de dimension 2.
- Les opérateurs sont unitaires, c'est à dire que l'élément \mathcal{O} de ce groupe a la propriété $\mathcal{O}\mathcal{O}^\dagger = 1$ où dans ce cas 1 représente la matrice identité de dimension 2.
- Les opérateurs sont dits spéciaux ce qui signifie que leur déterminant est égal à 1.
- De manière générale, le groupe $SU(n)$ a $n^2 - 1$ générateurs. Dans le cas présent, n vaut 2 et il y a donc 3 générateurs qui sont les matrices de Pauli dans la représentation fondamentale :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.1.15)$$

Le groupe $SU(2)$ a des propriétés intéressantes pour décrire l'interaction faible du fait du nombre de générateurs que possède ce groupe, nombre qui correspond au nombre de bosons que nous nous attendons à trouver. Néanmoins, il n'est pas possible d'inclure le photon et nous verrons comment l'inclure par la suite.

Avant de commencer la discussion qui suit, nous introduisons deux nouveaux opérateurs d'échelle T^+ et T^- qui sont définis comme $T^\pm = T^1 \pm T^2$.

Ces opérateurs satisfont en particulier aux règles de commutation :

$$[T^\pm, T^3] = \mp T^\pm, \quad [T^+, T^-] = 2T^3. \quad (1.1.16)$$

Nous verrons dans la suite que nous pouvons utiliser de tels opérateurs pour tous les champs construits à partir des générateurs de $SU(2)$. Ce sera vrai, en particulier, pour les bosons vecteurs.

Ces deux opérateurs que nous venons d'introduire correspondront alors à des particules chargées tandis que les particules associées à T^3 seront des particules neutres.

Pour simplifier la discussion, nous ne nous intéresserons dans un premier temps qu'au cas où une seule famille de fermions est présente. Nous choisirons le cas où un lepton chargé et son neutrino associé ainsi qu'un quark up et son quark down associé sont présents et nous leur attribuerons les antiparticules associées avec les nombres quantiques appropriés.

Dans cette discussion les bosons associés aux générateurs du groupe $SU(2)$ seront décrits par les champs W_1^μ , W_2^μ et W_3^μ .

Les transformations sous ce groupe sont représentées par l'opérateur de symétrie U_b^a qui est unitaire et donc conserve la norme. a et b sont alors deux charges portées par les champs qui interagissent avec les générateurs de ce groupe et telles que pour un champ ψ chargé se transformant sous l'effet de cet opérateur de symétrie :

$$\psi^a \rightarrow \psi'^a = U_b^a \psi^b. \quad (1.1.17)$$

Dans le cadre de $SU(2)$, cet opérateur est représenté par la fonction $e^{-ig\tau_i\theta_i}$.

Les matrices de Pauli ont plusieurs propriétés caractéristiques qui nous intéressent dans la suite de notre discussion. Tout d'abord, elles satisfont aux propriétés de commutation $[\tau^i, \tau^j] = if^{ijk}\tau^k$ où f^{ijk} est la constante de structure du groupe $SU(2)$ qui permet de définir les règles de commutation entre les différents générateurs du groupe. Plus précisément, dans le cas de $SU(2)$, la constante de structure vérifie $f^{abc} = \epsilon^{abc}$, qui est le tenseur de Levi-Civita.

Ensuite la trace du produit de deux matrices est donnée par $\text{Tr}(\tau_i\tau_j) = \frac{1}{2}\delta_{ij}$. Ces deux propriétés sont essentielles afin de calculer les matrices pour un groupe $SU(N)$ donné et seront utiles pour $SU(3)$.

Invariance de jauge

Nous abordons désormais l'invariance de jauge dans le cas de $SU(2)$. Cette discussion peut être généralisée à toute dimension.

Du fait du nombre de générateurs de ce groupe, nous nous attendons à ce qu'il y ait trois bosons vecteurs associés.

Comme nous l'évoquions dans la discussion que nous avons déjà eue, les bosons ne pourront être massifs et nous n'ajouterons pas de terme de masse pour ceux-ci.

Considérons la symétrie de jauge locale sous l'action de $SU(2)$.

$$\psi' = e^{-ig\frac{\tau^a}{2}\theta^a(x)}\psi. \quad (1.1.18)$$

où les matrices τ^a sont les matrices de Pauli associées à l'isospin, g la charge faible et $\theta^a(x)$ représente le paramètre de la transformation locale.

Sous l'effet de cette transformation, l'équation de Dirac devient :

$$\bar{\psi}'(i\not{\partial} - m)\psi'. \quad (1.1.19)$$

Nous pouvons alors réécrire cette équation :

$$\bar{\psi}(i\not{\partial} + g\frac{\tau^a}{2}\not{\partial}\theta^a(x) + m)\psi. \quad (1.1.20)$$

Il est alors nécessaire d'introduire une série de champs de jauge qui nous permettront de préserver l'invariance de jauge de cette équation en leur imposant de se transformer suivant la relation :

$$W_\mu^a \rightarrow W_\mu'^a = W_\mu^a + \partial_\mu \theta^a(x). \quad (1.1.21)$$

Ceux-ci nous permettent alors d'introduire la dérivée covariante associée :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a. \quad (1.1.22)$$

que l'on peut alors insérer dans l'équation de Dirac afin de faire apparaître le terme d'interaction entre les fermions et les bosons générés par notre théorie.

Nous pouvons désormais définir le tenseur de champ contenant le terme de propagation des bosons ainsi qu'un terme d'auto-interaction :

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - gf^{abc} W_\mu^b W_\nu^c. \quad (1.1.23)$$

Le lagrangien final est donc décrit par :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi + \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.1.24)$$

où chacun des termes a déjà été décrit.

Pour la suite de cette discussion, nous introduisons les matrices $T^a = \frac{\tau^a}{2}$ qui possèdent des propriétés de transformation proches de celles des matrices de Pauli au facteur 2 près ainsi que les matrices $T^\pm = T_1 \pm iT_2$.

Ces deux dernières matrices satisfont aux relations d'anticommutation suivantes : $[T^+, T^-] = 2T_3$ et $[T^\pm, T_3] = \mp T^\pm$.

La discussion qui suit s'intéressera au cas d'une seule famille et nous discuterons des changements que le passage à plusieurs familles entraîne.

Nous observons expérimentalement que les neutrinos sont nécessairement de chiralité gauche ce qui nous amène à considérer des doublets et singlets d'isospin :

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \psi_R = e_R. \quad (1.1.25)$$

$$U_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad u_R, \quad d_R. \quad (1.1.26)$$

Il est possible de montrer que les termes de masse pour les leptons mais aussi pour les quarks s'écrivent sous la forme :

$$m\bar{e}e = m(\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R). \quad (1.1.27)$$

du fait que tout spineur peut s'écrire sous la forme d'une somme d'un terme de chiralité droite et d'un terme de chiralité gauche.

Ce terme n'est pas invariant de jauge et nous laissons donc ce terme de côté pour le moment.

La théorie que nous avons présentée ne permet pas de décrire ce que nous voyons en pratique dans les expériences et il est nécessaire de pousser la discussion plus loin.

En particulier, les bosons que nous avons générés doivent être sans masse ou briser l'invariance de jauge de la théorie ce que nous ne voulons pas. De plus, ce modèle n'inclut pas le photon.

En combinant par un produit tensoriel les groupes $SU(2)$, associé à l'interaction faible, et $U(1)$ associé à l'interaction électromagnétique, nous pouvons construire un modèle qui fera apparaître les bosons recherchés avec les relations appropriées entre les masses.

En pratique, nous considérerons dans la suite le produit tensoriel de groupe : $SU(2)_L \times U(1)_Y$ où $SU(2)_L$ permettra de décrire l'isospin des particules tandis que $U(1)_Y$ nous permettra de décrire l'hypercharge des particules.

Le lagrangien le plus général pour nous permettre de décrire la propagation des particules que nous venons d'introduire s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L(i\cancel{D})\psi_L + \bar{\psi}_R(i\cancel{D})\psi_R + \bar{U}_L(i\cancel{D})U_L + \bar{u}_R(i\cancel{D})u_R + \bar{d}_R(i\cancel{D})d_R. \quad (1.1.28)$$

En utilisant ce que nous avons déjà introduit dans les sections précédentes, nous constatons que le lagrangien est invariant sous les transformations de jauge si nous faisons apparaître les champs correspondants :

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{-ig\frac{\tau^a}{2}\theta^a(x)}\psi. \quad (1.1.29)$$

et

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{-ig'\frac{Y}{2}\theta(x)}\psi. \quad (1.1.30)$$

Il peut être montré que l'hypercharge s'écrit sous la forme $Y = 2(Q - T_3)$ où Q est la charge des particules et T_3 la projection de T sur l'axe z .

Les champs qui doivent être présents pour permettre au lagrangien d'être invariant sous ces deux transformations, nous permettent d'écrire deux dérivées covariantes.

Les singlets ont un isospin faible nul et n'interagissent pas avec le champ qui apparaît sous l'effet de la première transformation de jauge mais se couple dans tous les cas au deuxième champ du fait que son hypercharge n'est pas nulle.

En revanche les doublets d'isospin ont une hypercharge et un isospin non nul et se couplent dans tous les cas.

En prenant en compte ces considérations, il est possible d'écrire les dérivées covariantes :

$$D_\mu^L = \partial_\mu + ig'B_\mu \frac{Y_L}{2} + igW_\mu^a \frac{\tau^a}{2}. \quad (1.1.31)$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu + ig'B_\mu \frac{Y_R}{2}. \quad (1.1.32)$$

Nous pouvons à ce stade rajouter les termes d'interaction pour les champs de jauge de cette théorie :

$$L_{int} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \quad (1.1.33)$$

où

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - ig\epsilon^{abc}W_\mu^b W_\nu^c. \quad (1.1.34)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.1.35)$$

A ce niveau, nous avons donc introduit quatre champs non massifs. Ces champs ne correspondent pas aux champs que nous observons en réalité dans la nature et il est nécessaire de faire intervenir un nouveau mécanisme afin de résoudre ce problème.

Le mécanisme de Higgs que nous verrons dans la suite associé à cette théorie nous permettra de faire apparaître les bosons W^\pm , Z ainsi que le photon et le photon restera non massif.

Par ailleurs les trois autres bosons acquerront une masse lors de ce mécanisme et la relation entre leur masse sera en accord avec ce qui est mesuré expérimentalement.

Mécanisme de Higgs

Nous introduisons à partir de maintenant un nouveau doublet de scalaires complexe de $SU(2)$ dont la particularité est que l'un des champs de ce doublet ne doit pas posséder de charge. Par ailleurs, chacun des champs de ce doublet possède une hypercharge Y_H .

$$\phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}. \quad (1.1.36)$$

En pratique ce champ a quatre degrés de liberté et nous pouvons le réécrire sous la forme :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (1.1.37)$$

Nous considèrerons par ailleurs que ce doublet se propage dans un champ auto-couplant et le lagrangien nous permettant de décrire leur propagation est donné par :

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi). \quad (1.1.38)$$

Le potentiel $V(\phi)$ doit être renormalisable et par ailleurs borné et la seule formulation possible de ce champ est :

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (1.1.39)$$

Par ailleurs la dérivée covariante est dans notre cas :

$$D_\mu \phi = (\partial_\mu + ig' B_\mu \frac{Y_H}{2} + ig T^a W_\mu^a) \phi. \quad (1.1.40)$$

Dans le cas où λ est négatif, ce potentiel n'a pas de minimum et il est donc nécessaire de décider que λ sera positif dans la suite de notre discussion. Par ailleurs dans le cas où μ^2 est positif, notre potentiel n'a qu'un seul minimum. Ceci correspond au cas où la température serait supérieure à la température critique dans le cas d'un aimant ferromagnétique dont le champ présente le même comportement que celui de notre discussion. Nous allons donc nous focaliser dans la suite au cas où μ^2 est négatif qui est le cas présentant le plus de propriétés intéressantes.

Le potentiel a donc, dans ce cas de figure, la forme présentée sur la figure 1.2.

Le minimum de ce potentiel est obtenu lorsque $||\phi|| = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}}$.

On choisit à partir de maintenant la valeur positive de ϕ pour définir le vide quand le potentiel est minimum.

Ainsi dans la suite la valeur attendue pour le vide ("vacuum expectation value" que nous abrègerons 'vev' et noterons v dans les équations) sera définie par cette valeur de ϕ .

En principe nous choisissons un champ dont la vev est nulle et nous considérons donc le champ $\chi(x) = \phi(x) - v$.

Le lagrangien pour le champ considéré s'écrira dans la suite :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \chi \partial^\mu \chi - \mu^2 \chi^2. \quad (1.1.41)$$

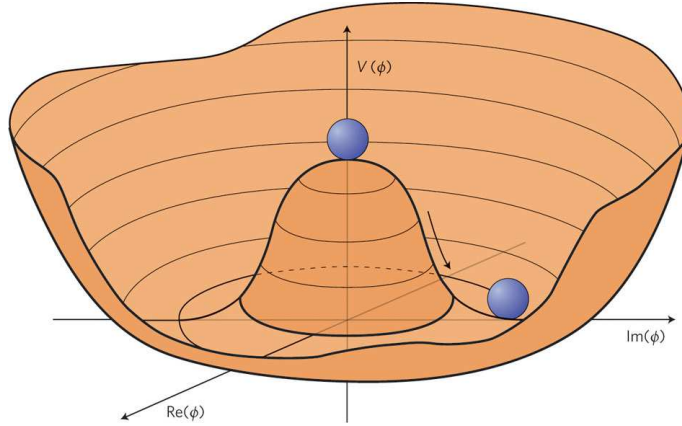


FIG. 1.2 – Représentation schématique du potentiel de Higgs

Lorsque le champ tombe sur la vev, le champ ϕ devient

$$\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (1.1.42)$$

Il peut être montré que v est un état propre à la fois de l'opérateur T_3 et de l'opérateur Y mais que ce n'est pas un état propre de Q . Il en résulte que $SU(2)$ et $U(1)$ sont brisés séparément, tandis que leur produit ne l'est pas.

Il est pratique de transformer le champ ϕ de sorte à faire apparaître la vev v dans l'expression ainsi qu'un second champ H dont la valeur moyenne est nulle et qui fluctue autour de cette valeur :

$$\phi = \exp\left(\frac{i}{v} \sum \xi_i T_i\right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}. \quad (1.1.43)$$

Les ξ_i que nous avons introduits sont trois nouveaux degrés de liberté qui associés au champ H nous permettent de décrire les champs complexes ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 et ϕ_4 que nous avons introduits dans l'équation 1.1.37, tout en ayant l'avantage de faire apparaître la vev v .

Nous pouvons effectuer une transformation de jauge de la forme :

$$\phi \rightarrow \phi' = \exp\left(\frac{i}{v} \sum \xi_i T_i\right) \phi. \quad (1.1.44)$$

Nous pouvons maintenant reprendre l'équation (1.1.41) où nous remplaçons le champ ϕ par la nouvelle expression que nous venons de présenter.

Le lagrangien pour le secteur du Higgs devient alors :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - V\left(\frac{(v+H)^2}{2}\right) + \frac{(v+H)^2}{8} \chi^\dagger (g' B_\mu Y_H + g T W_\mu) (g' B^\mu Y_H + g T W^\mu) \chi, \quad (1.1.45)$$

où

$$\chi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.1.46)$$

Le champ W^μ est un vecteur à trois composantes que nous pouvons réécrire en faisant apparaître deux champs chargés électriquement :

$$W^+ = W^1 + W^2, \quad W^- = W^1 - W^2, \quad (1.1.47)$$

tandis que le dernier champ W^3 a une charge électrique nulle.

Les matrices T étant composées à partir des matrices de Pauli, le dernier terme peut être réécrit sous la forme :

$$\frac{v^2}{8} \times [(gW_\mu^3 - g'B_\mu)(gW^{3\mu} - g'B^\mu) + 2g^2W_\mu^- W^{+\mu}]. \quad (1.1.48)$$

Nous pouvons réécrire ce terme en diagonalisant la partie neutre en appliquant la transformation :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & \sin(\theta_W) \\ -\sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix}. \quad (1.1.49)$$

Nous venons ainsi de générer naturellement les quatre particules vectrices de l'interaction électrofaible, à savoir les bosons Z et W^\pm ainsi que le photon.

$\sin \theta_W$ apparaissant dans l'équation 1.1.49 est donné par :

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (1.1.50)$$

A ce point, nous avons aussi généré une masse pour chacune de ces particules mais le photon gardera une masse nulle du fait de l'absence de couplage quadratique.

La masse du boson W est donnée par $M_W = \frac{1}{2}vg$ et celle du boson Z est donnée par $M_Z = M_W / \cos \theta$.

Le paramètre $\rho = \frac{M_W}{M_Z \cos \theta}$ est un paramètre essentiel du Modèle Standard. En particulier celui-ci doit être redonné par toutes les théories au delà du Modèle Standard (voir [45]), cette valeur, à laquelle nous devons rajouter les corrections quantiques, étant en accord avec les mesures réalisées jusqu'à présent.

Par ailleurs, le boson de Higgs H acquiert aussi une masse durant ce mécanisme et $M_H = \sqrt{2\lambda}v$.

Cas de plusieurs générations

La discussion que nous avons eue précédemment s'applique aussi au cas de plusieurs familles. Nous ne rentrerons pas dans les détails techniques associés mais discutons simplement les modifications que ce choix entraîne.

Nous avons vu précédemment que les courants chargés couplaient les particules d'un doublet d'isospin ($u - d$ dans le cas des quarks).

L'extension à plusieurs familles, ne modifie pas le secteur leptonique mais a un impact dans le secteur hadronique.

Il est nécessaire afin d'expliquer les résultats expérimentaux d'ajouter plusieurs nombres quantiques pour expliquer les règles de sélection. Ces nombres quantiques sont conservés par l'interaction électromagnétique, par l'interaction forte que nous verrons dans la suite, mais pas par l'interaction faible :

- l'étrangeté s
- la beauté b
- le charme c

– le top t

En particulier, il est nécessaire d'introduire un angle de mélange entre les différentes familles et une matrice de rotation apparaît à partir de deux familles.

$$M_C(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}. \quad (1.1.51)$$

Cette matrice a été introduite par [46] afin de garder l'universalité de l'interaction faible et d'expliquer pourquoi en pratique nous ne voyons pas de processus où $\Delta s = 2$.

Le cas à trois familles est le plus intéressant. Dans ce cas, la matrice (Matrice de CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA (voir [46, 47])) s'écrit :

$$M_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.1.52)$$

Cette matrice correspond au cas où nous effectuons une rotation selon trois axes différents et peut être décomposée sous la forme :

$$M_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.1.53)$$

où c_{ij} et s_{ij} correspondent au cosinus et au sinus de l'angle entre les particules i et j .

Cette décomposition fait apparaître une phase Φ_{ij} qui a une importance particulière dans le Modèle Standard puisque celle-ci est responsable de la violation de la symétrie charge-parité dans le Modèle Standard.

Cette matrice est très importante dans l'étude des courants chargés et permet de dériver les différents rapports de branchement du boson W aux quarks. En pratique les éléments de matrice diagonaux sont proches de 1 et la valeur des autres éléments diminue lorsque nous nous écartons de la diagonale.

1.2 Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (nous utiliserons invariablement ce terme ou le terme de QCD dans la suite), comme nous l'avons déjà introduite, décrit les phénomènes au sein du secteur des quarks. La chromodynamique quantique est basée sur l'utilisation du groupe de symétrie $SU(3)$ déjà introduit et de là découlent plusieurs processus intéressants qui rendent en parallèle les calculs difficiles.

1.2.1 Formulation mathématique de la QCD

Le groupe $SU(3)$ est une extension du groupe $SU(2)$ en dimension 3 et dont les générateurs sont les matrices de GELL-MANN. Ces générateurs sont caractérisés par un déterminant égal à 1 avec $U \times U^\dagger = 1$ comme pour les matrices de Pauli. Du fait des propriétés de ce groupe, il y a $3^2 - 1 = 8$ générateurs. Ces générateurs représentent mathématiquement les gluons que nous avons déjà présentés. Ces matrices ont la forme suivante :

$$\begin{aligned}
& \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
& \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
& \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Ces matrices sont hermitiennes, de trace nulle et vérifient :

$$[g_i, g_j] = if^{ijk} g_k. \quad (1.2.54)$$

Nous ne reviendrons pas sur la méthode utilisée pour définir le lagrangien et nous l'écrivons sans le démontrer :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(\not{D} - m)\psi - \frac{1}{4}G^{\mu\nu a}G_{\mu\nu}^a. \quad (1.2.55)$$

$$D^\mu = \partial^\mu + igA^\mu. \quad (1.2.56)$$

$$G^{\mu\nu a} = \partial^\mu A^{\nu a} - \partial^\nu A^{\mu a} - gf^{abc}A_b^\mu A_c^\nu. \quad (1.2.57)$$

Le terme d'interaction s'écrit donc

$$\begin{aligned}
\frac{1}{4}G^{\mu\nu a}G_{\mu\nu}^a &= \frac{1}{4}((\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \\
&- gf^{abc}(A_{b\mu}A_{c\nu}) \times (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) - gf^{abc}(A_b^\mu A_c^\nu) \times (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \\
&+ g^2 f^{abc} f^{ade} A_b^\mu A_c^\nu A_{d\mu} A_{e\nu}).
\end{aligned} \quad (1.2.58)$$

Le premier terme de la dérivée covariante décrit la propagation libre des quarks, tandis que le second terme représente l'interaction entre les quarks et les gluons. Nous avons aussi ajouté un terme de masse pour les quarks. En principe rien n'interdit la présence d'un tel terme de masse. Ce terme s'écrit en principe sous la forme donnée par l'équation 1.1.27. Il serait préférable naturellement que ces masses soient générées au travers d'un mécanisme mais rien ne prouve ce fait et le mécanisme de Higgs du fait de la multitude des couplages nécessaires pour expliquer la génération de la masse des fermions du Modèle Standard n'est de fait pas satisfaisant.

La première partie du terme de droite de l'équation représente le propagateur des gluons tandis que les deux termes suivants représentent les termes d'auto-interaction du champ gluonique. Le dernier terme représente le couplage quartique à quatre gluons tandis que le terme précédent représente le couplage à trois gluons.

Ces termes d'auto-interaction sont un élément caractéristique des groupes de symétrie de jauge non abéliens. Celui-ci est un élément clé de la QCD et est responsable du comportement particulier de cette interaction.

En particulier, il est responsable du phénomène de liberté asymptotique et probablement aussi du confinement à basse énergie bien que le phénomène de confinement hadronique ne soit pas encore réellement compris.

La suite de cette partie sera dédiée à la présentation des différentes caractéristiques de la QCD

Nous pouvons noter qu'il n'y a pas de masse associée au gluon. Nous considérerons que les gluons n'ont pas de masse comme c'est le cas dans le Modèle Standard pour des raisons d'invariance de jauge qui serait brisée si un terme de masse était présent.

1.2.2 Liberté asymptotique

Les théories de jauge se caractérisent par le fait que leur constantes de couplage varient avec l'énergie. De là deux comportements sont possibles, soit la valeur de la constante de couplage va augmenter avec l'énergie soit elle va diminuer. En QED, par exemple, la valeur de la constante de structure fine α augmente avec l'énergie. La présence du terme d'auto-interaction modifie complètement ce comportement et la constante de couplage en QCD diminue avec l'énergie. Ce phénomène se manifeste expérimentalement par le fait que les quarks au sein des hadrons apparaissent complètement libres lorsque nous sondons les hadrons à hauts transferts d'impulsion. Les règles que nous définirons dans la suite s'appliquent en principe aussi au cas de l'interaction faible mais le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie change la donne en permettant l'apparition d'un terme de masse pour les bosons faibles.

Equation de Callan-Symanzik

En théorie quantique des champs, la théorie est décrite initialement par un Lagrangien nu auquel les facteurs correctifs liés aux corrections virtuelles n'ont pas encore été appliquées.

Lorsque nous voulons faire les calculs en appliquant les corrections virtuelles, il est nécessaire de réaliser la procédure de renormalisation, d'appliquer les facteurs correctifs et d'ajouter les contre-termes appropriés.

Si nous considérons la fonction de Green à k-points : $G_0^k(p_i, g_0)$, la procédure de renormalisation qui implique de transformer la variable de champ $\phi_0 \rightarrow \phi = \phi_0 \sqrt{Z}$ et $g_0 \rightarrow g = g_0 Z_{cpl}^{-1}$ implique une modification de la fonction de Green : $G_{ren}^k(p_i, \mu, g) = |Z(\mu, g_0)|^{-\frac{k}{2}} G_0^k(p_i, g_0)$

On peut réécrire cette formule :

$$G_0^k(p_i, g_0) = |Z(\mu, g(\mu))|^{\frac{k}{2}} G_{ren}^k(p_i, \mu, g(\mu)). \quad (1.2.59)$$

Puisque la fonction de Green nue ne dépend pas de μ , la formule de droite ne doit pas dépendre de μ non plus. Il est à noter que de manière générale, la fonction de Green ne dépend pas de μ lorsque le calcul est réalisé à tous les ordres mais ceci n'est plus vrai si nous nous limitons à un ordre fini.

On peut réécrire cette condition sous la forme d'une équation :

$$\frac{d}{d\mu} (|Z(\mu, g(\mu))|^{\frac{k}{2}} G_{ren}^k(p_i, \mu, g(\mu))) = 0. \quad (1.2.60)$$

En réécrivant cette équation en faisant intervenir la constante de couplage, et en multipliant par μ pour s'affranchir de la dimension, nous obtenons l'équation de CALLAN-SYMANZIC :

$$(\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta \frac{\partial}{\partial g} + \frac{k}{2} \gamma)(G_{ren}^k(p_i, \mu, g(\mu))) = 0. \quad (1.2.61)$$

où :

$$\beta = \mu \frac{\partial g(\mu)}{\partial \mu} \Big|_{g_0}. \quad (1.2.62)$$

$$\gamma = \mu \frac{\partial \log Z_0(\mu, g_0)}{\partial \mu} \Big|_{g_0}. \quad (1.2.63)$$

La fonction β nous permet de calculer l'évolution de la constante de couplage.

Nous ne reviendrons pas sur le calcul de cette fonction qui peut-être trouvé dans de nombreux ouvrages spécialisés mais nous rappelons néanmoins cette formule pour en discuter la teneur physique :

$$\beta(g_s) = \frac{-g_s^3}{16\pi^2} \left(\frac{11}{3} N_c - \frac{2N_f}{3} \right). \quad (1.2.64)$$

où g_s est la constante de couplage forte, N_c est le nombre de couleurs et N_f est le nombre de saveurs.

On remarque que cette fonction s'annule si $N_f = \frac{11}{2} N_c = \frac{33}{2} = K$ et ne sera donc jamais nulle pour N_f entier. Deux régimes sont possibles en fonction du nombre de saveurs. Si $N_f > K$ alors la fonction β est positive et dans ce cas nous verrons que la constante de couplage augmentera avec l'énergie.

Pour calculer g_s , nous utilisons la relation suivante :

$$\frac{\partial g_s(\mu)}{g_s^3} = -\frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f \right) \frac{\partial \mu}{\mu}. \quad (1.2.65)$$

Il est possible de calculer l'intégrale entre μ_0 et Q .

Nous définissons par ailleurs la constante de couplage $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$.

On obtient alors :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{16\pi^2}{g_s^2(Q)} - \frac{16\pi^2}{g_s^2(\mu_0)} \right) = \left(\frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f \right) (\log(Q) - \log(\mu_0)). \quad (1.2.66)$$

$$\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{\alpha_s(\mu_0) \left(\frac{11N_c - 2N_f}{6\pi} \right) \log \left(\frac{Q}{\mu_0} \right) + 1}. \quad (1.2.67)$$

Nous constatons que lorsque l'énergie caractéristique du processus augmente, tant que le nombre de saveurs est inférieur à $\frac{11}{2} N_c$ alors la constante de couplage diminue.

Si l'énergie caractéristique diminue alors la constante de couplage finit par diverger en théorie des perturbations et nous observons alors la présence d'un pic de Landau.

Cette divergence n'est certainement pas physique mais met en avant l'échec de la théorie des perturbations aux petites valeurs de Q ou aux grandes valeurs de α_s .

Néanmoins, il semblerait que cette divergence mette en avant le confinement de la matière hadronique aux petites valeurs de l'énergie (voir [48, 49]).

1.2.3 Confinement

Le confinement de la matière hadronique est une propriété du vide de QCD qui interdit aux quarks et gluons de se propager librement à faible énergie.

Ces particules apparaissent alors confinées dans des particules composites que nous appelons hadrons et en pratique nous n'avons observé que des particules constituées d'une paire quarks-antiquark (mésons) ou de trois quarks/antiquarks (baryons).

Par ailleurs une mer de particules de faibles impulsions est aussi présente au sein de ces particules composites, les états décrits précédemment l'étant au niveau de valence.

Il n'y a à ce jour pas de preuve formelle du confinement dans les théories de jauge non abéliennes mais les résultats expérimentaux sont en accord avec ce fait.

Le confinement joue un rôle déterminant en QCD et les objets que nous manipulons en QCD sont fortement liés à l'existence de ce phénomène.

D'un autre côté, les partons qui sont produits dans l'état final (les gluons et les quarks) ne peuvent évoluer librement et rapidement du fait du confinement, la matière s'hadronise et ces particules sont alors "habillées" par de multiples particules colorées qui créent un état final incolore. Cet état est observé quotidiennement dans les expériences de physique des particules sous la forme de jets collimés de hadrons.

Nous détaillons ces deux objets fondamentaux dans l'étude de la QCD dans la suite de ce chapitre.

1.2.4 Fonctions de densité de partons

Les expériences de physique des particules en collisionneurs actuelles dont le but est de sonder la matière au niveau de l'échelle de brisure électrofaible utilisent des faisceaux de protons et des antiprotons.

En pratique néanmoins, ce ne sont pas ces baryons qui rentrent en interaction mais bien les constituants élémentaires, les partons, contenus au sein de ces baryons.

Les particules accélérées sont en revanche les protons et les antiprotons et l'énergie que nous fournissons à ces particules est répartie entre tous les constituants élémentaires contenus au sein de ces particules.

Il nous faut donc trouver un moyen de décrire la distribution en énergie de ces constituants élémentaires au sein des protons et des antiprotons afin de permettre la transcription de l'amplitude des interactions en terme de sections-efficaces partoniques.

Si nous considérons les protons que nous utiliserons dans la suite de cette thèse, puisque ce sont les particules utilisées dans les processus au LHC, plusieurs processus ont lieu au sein de ceux-ci.

Les protons sont constitués de quarks et de gluons et du fait des règles de la QCD, il est possible d'observer les processus :

- $q \rightarrow qg$
- $q \rightarrow gq$
- $g \rightarrow q\bar{q}$
- $g \rightarrow gg$

Le lecteur peut se demander la raison d'avoir séparé les deux premiers cas. En réalité le premier cas correspond au cas où le quark au sein du proton émet un gluon et intervient ensuite dans le processus dur. Le second cas correspond au cas où c'est le gluon qui intervient dans le processus dur.

Nous verrons dans la suite que cette distinction est nécessaire puisque les fonctions de séparation, dont nous donnerons l'expression, associées aux deux cas ont des expressions différentes.

Il est possible de voir ces processus comme résultant de la présence des particules finales au sein de la particule initiale et donc de calculer la probabilité que la particule initiale se sépare en une paire de particules.

Cette probabilité est décrite par ce que nous appelons les fonctions de séparation et quatre fonctions existent à l'ordre des arbres.

$$P_{qq} = C_F \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right]. \quad (1.2.68)$$

$$P_{gq} = C_F \left[\frac{1 + (1-z)^2}{z} \right]. \quad (1.2.69)$$

$$P_{qg} = T_R [z^2 + (1-z)^2]. \quad (1.2.70)$$

$$P_{gg} = C_A \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{N_f}{18} \right) \delta(1-z) \right]. \quad (1.2.71)$$

Ces quatre fonctions de séparation peuvent être utilisées pour ensuite calculer les fonctions de distribution des partons. Ces fonctions sont décrites théoriquement par les équations d'évolution de DGLAP (DOKSHITZER, GRIBOV, LIPATOV, ALTARELLI, PARISI). En pratique il est nécessaire de calculer deux fonctions. D'un côté il nous faut calculer ces fonctions pour les quarks mais aussi pour les gluons.

La fonction pour les gluons vient des processus $g \rightarrow gg$ et $q \rightarrow qg$. Pour les quarks en revanche les processus intervenant dans le calcul de ces PDFs sont $q \rightarrow qq$ et $g \rightarrow qq$.

Les équations DGLAP sont :

$$\mu^2 \frac{\partial q(x, \mu)}{\partial \mu} = \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} [P_{qq}(z)q\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) + P_{qg}(z)g\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right)]. \quad (1.2.72)$$

$$\mu^2 \frac{\partial g(x, \mu)}{\partial \mu} = \frac{\alpha_S}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} [P_{gg}(z)g\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) + \sum_{f=q, \bar{q}} P_{gq}(z)f\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right)]. \quad (1.2.73)$$

La figure 1.3 présente plusieurs PDFs pour un même ensemble de PDFs (MSTW2008nlo68).

Les relations des équations DGLAP permettent de décrire le comportement et en particulier l'évolution des PDFs avec l'énergie dans le centre de masse.

En pratique, nous n'utilisons pas uniquement les équations DGLAP mais il est nécessaire d'ajuster ces PDFs en utilisant les mesures réalisées pour différents processus faisant intervenir des gluons et des quarks dans l'état initial (par exemple le processus de production inclusive de jets (où nous mesurons le nombre d'événements où au moins un jet est présent dans l'état final), les processus de production de jet associée (ou un jet est produit en association avec un boson faible), mais surtout les processus DIS (deep inelastic scattering)...).

Une fois que les paramètres importants ont été ajustés, il est possible d'obtenir l'évolution en utilisant les équations DGLAP.

A ce jour, les fonctions de séparation que nous avons présentées dans cette partie existent au LO, au NLO mais aussi au NNLO et le choix de l'ordre utilisé pour le calcul de ces PDFs doit être au moins aussi élevé que l'ordre utilisé pour le calcul des quantités mesurables étudiées.

1.2.5 Jets

Les quarks et les gluons ne peuvent rester à l'état libre au delà d'un temps Λ_{QCD}/E^2 où Λ_{QCD} représente l'échelle caractéristique de confinement de la théorie et est de l'ordre de la masse des hadrons.

Lorsqu'un processus entraîne la formation de quarks et de gluons, le champ de couleur avec lequel interagissent les partons peut être décrit phénoménologiquement par une corde avec une tension σ :

$$d_E = \sigma \times l + d_0. \quad (1.2.74)$$

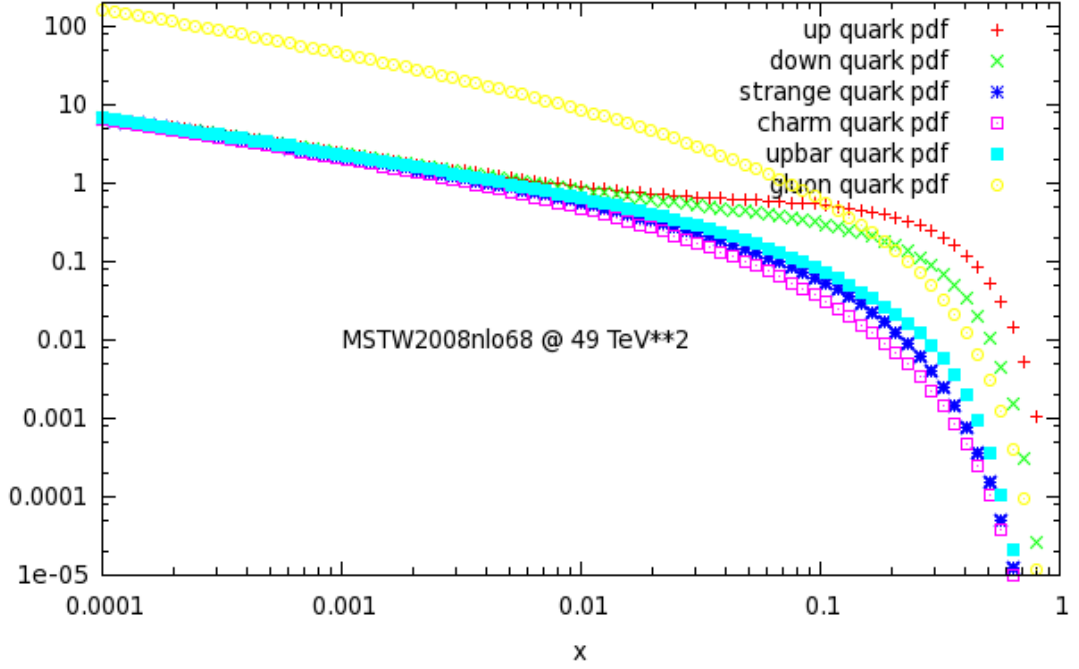


FIG. 1.3 – Présentation de PDFs ($xf(x)$) avec l'ensemble de PDFs MSTW2008nlo68 à 7TeV pour les quarks up, down, strange, charm, \bar{u} et le gluon.

où l représente la distance séparant deux particules en interaction et d représente l'énergie du champ.

Lorsque les particules sont séparées, la densité augmente et des paires de quarks ou de gluons sont créées et s'associent aux partons qui s'éloignent. Par ailleurs, les quarks et les gluons peuvent aussi irradier des gluons ou des quarks. Ces particules se combinent alors et une transition a lieu. Cette transition entraîne alors la création d'un flux de hadrons collimé dans les collisions à haute énergie, un jet (voir par exemple [50]).

Ces jets sont un élément incontournable des collisions hadroniques.

Leur complexité inhérente nécessite l'utilisation de méthodes dédiées dans le but de les reconstruire et en pratique les physiciens des particules ont recours à l'utilisation d'algorithmes de jets qui permettent la reconstruction de ces objets tout en autorisant la comparaison entre les calculs théoriques et les mesures expérimentales.

Plusieurs considérations théoriques doivent néanmoins être prises en compte afin de permettre cette comparaison. Nous reviendrons en détail sur les théorèmes à utiliser pour construire ces algorithmes mais nous discutons néanmoins brièvement ces points dans la suite pour une raison d'auto-cohérence.

L'émission de gluons par un quark dans la limite où ces gluons sont émis collinéairement au quark ou avec une faible énergie entraîne l'apparition de divergences dans les calculs de sections efficaces.

Ces divergences sont néanmoins régularisées par l'addition des corrections virtuelles et la section ef-

ficace est finalement finie (voir la partie sur le théorème de Bloch-Nordsieck du quatrième chapitre). Nous appelons cette propriété la sûreté infrarouge et collinéaire (collinear infrared safety)

Il est nécessaire que l'algorithme de jet utilisé dans une expérience pour reconstruire les jets respecte cette prescription afin de permettre une comparaison sensée entre les calculs numériques et les mesures expérimentales. Cette propriété se reflète de la façon suivante :

- L'addition d'une particule légère et de faible énergie au jet ne doit pas changer la façon dont le jet est reconstruit (infrared safety)
- La séparation d'un parton en deux partons faiblement séparés se partageant chacun une fraction de l'énergie du parton initial ne doit pas modifier la façon dont le jet est reconstruit (collinear safety).

Ces deux propriétés ont longtemps été ignorées des expérimentateurs et ce n'est que depuis peu que les algorithmes de jets ont intégré cette prescription.

De nombreux algorithmes de jets ont été développés par les théoriciens ainsi que par les collaborations elles-mêmes mais aujourd'hui seul un petit nombre est encore utilisé.

Ces algorithmes peuvent être regroupés en deux familles :

- D'un côté nous avons les algorithmes de cône qui regroupent les particules contenues dans un cône de rayon donné.
- De l'autre nous avons les algorithmes de reconstruction séquentielle qui regroupent les particules en comparant des paires d'objets de manière à regrouper les particules en jets. Trois familles d'algorithmes séquentiels ont été développées au cours des dernières années.
 - Kt (voir [51])
 - Cambridge/Aachen (voir [52])
 - Anti-kt (voir [53])

Nous ne nous consacrerons qu'à l'étude de ces derniers algorithmes.

L'idée de ces trois algorithmes est que nous construisons les jets en comparant une distance que nous construisons à partir d'une puissance de l'impulsion transverse (appelons la d) à la distance entre le centre du jet et le faisceau (appelons cette dernière distance d_{ib})

Avant de rentrer dans les détails de l'algorithme, nous pouvons à ce point nous arrêter pour définir le système de coordonnées utilisé dans la suite. Toutes les mesures et calculs seront effectués dans le plan $\eta \times \phi$ ou dans le plan $y \times \phi$.

Les variables y et η sont respectivement la rapidité et la pseudo-rapidité que nous définissons comme

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (1.2.75)$$

et

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right). \quad (1.2.76)$$

Les deux quantités sont équivalentes dans la limite de masse nulle ou ultrarelativiste.

La position dans le détecteur est repérée par η en azimuth. La production de particules est à peu près constante en fonction de la pseudorapidité et la différence entre les pseudorapidités de deux particules est invariante sous la transformation de Lorentz.

On peut donc repérer la position dans un détecteur de particules en utilisant la pseudo-rapidité et un angle polaire ϕ pour repérer une position dans le détecteur comme montré sur la figure 1.4.

L'algorithme peut être décrit ainsi :

Pour chaque particule de l'évènement :

- Nous calculons :

$$d_{ij} = \min(k_{Ti}^{2p}, k_{Tj}^{2p}) \frac{R_{ij}^2}{R^2}, \quad (1.2.77)$$

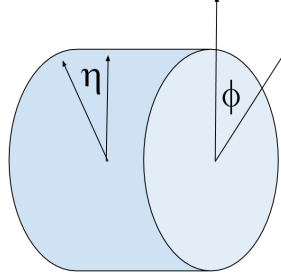


FIG. 1.4 – Représentation des coordonnées η et ϕ et repérage d'une position dans le plan $\eta \times \phi$.

où $k_{Ti,j}$ représente l'impulsion transverse de l'objet (particule, cellule, tour calorimétrique, jet...) qui rentre dans l'algorithme de reconstruction,

$$R_{ij} = \sqrt{(\phi_i - \phi_j)^2 + (y_i - y_j)^2}. \quad (1.2.78)$$

représente la distance entre les objets i et j , R est un paramètre de l'algorithme de jets qui pourrait être vu comme le rayon du jet dans le plan y, ϕ , p est un nombre quelconque qui définit la nature de l'algorithme.

- Nous comparons alors cette distance à $d_{ib} = k_{Ti}^{2p}$
- si $d < d_{ib}$ nous réunissons les particules i et j
- autrement nous considérons l'objet i comme un jet et nous l'enlevons de la liste des particules

La puissance p définit l'algorithme. En pratique nous utilisons trois choix. Le choix où p vaut 1 représente l'algorithme k_T , le cas où p vaut 0 permet d'obtenir l'algorithme de Cambridge-Aachen qui n'utilise qu'une distance géométrique, dans le cas où p vaut -1 nous obtenons finalement l'algorithme anti-kt que nous utiliserons par la suite.

Parmi les propriétés remarquables de ce dernier algorithme, nous pouvons noter que les particules possédant l'impulsion la plus élevée sont situées au centre du jet tandis qu'à l'extérieur nous ajoutons les particules moins énergétiques et nous obtenons finalement des jets parfaitement coniques contrairement au cas des autres algorithmes précédemment décrits. Cette propriété facilite la calibration des jets dans les données (en particulier la soustraction des effets d'empilement).

Par ailleurs, il satisfait pleinement au critère de sûreté infrarouge et collinéaire.

Les développements réalisés au sein du programme FastJet (voir [54]) ont permis un tournant majeur.

Les algorithmes utilisés jusqu'à présent ne permettaient pas une reconstruction rapide des jets ce qui était nécessaire pour la reconstruction dans un milieu aussi dense que celui du LHC.

En pratique, il est possible de segmenter l'espace afin d'augmenter la rapidité d'exécution de l'algorithme en ne formant les paires qu'entre les particules les plus proches.

L'algorithme anti-kt et le programme Fastjet seront utilisés de manière récurrente au cours de ce chapitre et sont utilisés par défaut par l'expérience ATLAS.

La rapidité d'exécution de cet algorithme permet par ailleurs son utilisation au sein même du trigger d'ATLAS que nous présenterons dans la section 2.13.

1.3 Définition d'une section efficace

Afin de comprendre les mesures et les calculs ayant été effectués dans la suite de cette thèse, il est nécessaire de discuter les éléments importants entrant dans le calcul d'une section efficace (ou encore une section efficace différentielle).

La section efficace peut être vue classiquement comme la surface maximale qui permet à deux objets d'interagir entre eux.

En mécanique quantique, il est plus difficile de visualiser les choses du fait de l'étendue de l'étalement de la fonction d'onde.

Il est néanmoins possible de définir cette quantité en théorie quantique des champs.

Cet objet que nous calculons et mesurons est donc le lien privilégié entre l'expérience et la théorie.

Plusieurs éléments que nous avons déjà décrits sont nécessaires pour définir cette quantité.

Considérons par exemple le processus de production d'une paire de jets accompagnée d'une ou plusieurs autres particules et calculons la section efficace différentielle de ce processus en fonction de la masse invariante de la paire de jets.

$$\frac{d\sigma_{pp \rightarrow jjX}}{dm_{jj}} = \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_{a/p}(x_a, \mu_f) f_{b/p}(x_b, \mu_f) \frac{d\sigma_{ab \rightarrow jjX}(\hat{s}, \mu_f, \mu_R)}{dm_{jj}} \quad (1.3.79)$$

Plusieurs termes apparaissent dans cette fonction.

Le terme :

$$\frac{d\sigma_{ab \rightarrow q\bar{q}X}(\hat{s}, \mu_f, \mu_R)}{dE_{j,X}} \quad (1.3.80)$$

correspond à la section efficace différentielle partonique, c'est-à-dire au processus où deux partons a et b produisent une paire de jets de masse invariante m_{jj} et aussi éventuellement d'autres particules, "X" à l'ordre zéro. Il est nécessaire d'inclure ensuite les corrections à ce processus, c'est-à-dire tout processus dans lequel l'état final contient des partons formant deux jets et éventuellement les autres particules "X".

Cette fonction est calculée en utilisant les règles de Feynman grâce à des calculs analytiques ou des calculs numériques pour les processus plus compliqués.

Dans cette fonction, \hat{s} correspond à l'énergie dans le centre de masse partonique au carré : $\hat{s} = x_1 x_2 s$ où s est l'énergie dans le centre de masse de la collision au carré, x_i correspond à la fraction d'impulsion du parton i .

Dans les formules que nous avons présentées précédemment, nous avons fait apparaître deux paramètres sur lesquels nous revenons à présent.

Le premier paramètre, μ_R est l'échelle de renormalisation utilisée lors du calcul de la section efficace différentielle partonique. Ce paramètre correspond à l'échelle d'énergie caractéristique des processus étudiés. En pratique cette échelle intervient dans les calculs au-delà du LO lors de la procédure de renormalisation et définit l'énergie à laquelle les quantités considérées sont mesurées.

Le second paramètre correspond à l'échelle de factorisation et définit l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle les corrections sont intégrées aux PDFs ou aux fonctions de fragmentation plutôt qu'intégrées à l'élément de matrice calculé.

La fonction $f_{a/b}(x_a, \mu_F)$ correspond à la fonction de distribution des partons pour trouver un parton de type a dans un proton p transportant une fraction x_a de l'impulsion du proton.

1.4 Conclusion

Nous avons introduit dans cette partie les fondements mathématiques du Modèle Standard de la physique des particules.

Ceci nous a permis de mettre en avant l'importance de l'invariance de jauge dans la construction théorique de ce modèle.

Nous avons pu montrer que du fait de cette invariance de jauge, la masse des bosons vecteurs des interactions doit être nulle pour préserver cette invariance de jauge.

Comme l'invariance de jauge intervient dans la construction d'une théorie quantique de l'électromagnétisme mais aussi des théorie de Yang-Mills à l'origine de la génération des bosons Z et W^\pm , ces derniers bosons doivent avoir une masse nulle ce qui est en désaccord avec les résultats de l'expérience hormis pour le cas du photon.

La masse doit donc être générée par un mécanisme indépendant qui doit laisser la masse du photon égale à zéro.

Un tel mécanisme existe qui permet du fait d'une brisure de symétrie spontanée de faire apparaître plusieurs bosons de Goldstone dont l'un acquerra une masse du fait de ce mécanisme tandis que les autres seront absorbés et permettront la génération des masses des particules avec lesquelles ce boson interagira.

Il est possible que dans le Modèle Standard ce même mécanisme soit responsable de la génération d'un terme de masse pour l'ensemble des particules de ce modèle.

Nous avons ensuite montré qu'en utilisant l'invariance de jauge d'une théorie de Yang-Mills basée sur le groupe $SU(3)$, nous pouvions construire une théorie permettant de décrire naturellement les interactions au sein du secteur des quarks.

Dans le cadre de cette théorie, huit gluons sans masse sont générés et contrairement au cas du photon, tout comme dans le cas de $SU(2)$, un couplage à trois gluons mais aussi un couplage quartique apparaissent naturellement dans ce secteur.

Ces couplages modifient le comportement de la matière par rapport à une théorie abélienne. Ainsi aux faibles transferts d'impulsion, les particules sont confinées et il n'est pas possible d'observer en pratique les quarks et les gluons à l'état libre mais ces particules sont confinées sous forme de hadrons. En revanche à hauts transferts d'impulsion, les particules à l'intérieur des hadrons apparaissent comme n'interagissant pas.

Ceci s'explique simplement en utilisant les équations de Callan-Symanzik que nous avons introduites et grâce à l'évolution de la fonction β avec l'énergie.

Ce comportement est aussi présent dans le cadre de $SU(2)$ mais n'est pas aussi visible du fait du mécanisme de Higgs.

Du fait du confinement, il est nécessaire d'introduire de nouveaux objets qui interviennent dans les calculs de sections efficaces et doivent être pris en compte dans la reconstruction de ces objets.

En particulier, il est nécessaire d'introduire le concept de PDFs pour pouvoir prendre en compte la fraction d'impulsion que possèdent les partons qui interviennent dans les collisions mais aussi la notion de jet inhérente au confinement des quarks et gluons en hadrons.

La présence de jets de hadrons collimés nécessite le développement d'algorithmes de reconstruction appropriés qui prennent en compte les propriétés de la théorie dans la limite infrarouge et collinéaire.

Plusieurs familles d'algorithmes ont été développées mais en principe nous utilisons désormais l'algorithme anti-kt qui présente les propriétés adéquates pour la reconstruction des jets dans les expériences mais aussi dans les événements générés par des générateurs de particules et permet ainsi une comparaison cohérente entre l'expérience et la théorie.

Nous avons finalement introduit les éléments nécessaires au calcul d'une section efficace du point de vue théorique.

Avant de clore cette discussion, il est nécessaire de combiner le secteur électrofaible et le secteur hadronique.

Nous avons vu que les deux secteurs étaient découplés puisque les gluons ne se couplent pas aux autres bosons dans le cadre du Modèle Standard.

Nous avons vu que le secteur électrofaible était un produit tensoriel des groupes $U(1)$ décrivant l'interaction électromagnétique et $SU(2)$ décrivant le secteur faible, ce qui nous permet d'aboutir au groupe $U(1) \times SU(2)$. Il est donc possible de décrire finalement le Modèle Standard par le produit tensoriel de groupes $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ qui décrit l'ensemble des trois secteurs que nous avons déjà décrits.

De nombreux modèles ont été depuis développés pour essayer d'apporter une réponse aux problèmes auxquels le Modèle Standard ne parvient pas à donner de réponse. Nous reviendrons sur ce point dans la prochaine partie.

Chapitre 2

L'expérience ATLAS

2.1 Introduction

4 Juillet 2012, lors d'une conférence de presse qui se tient dans la salle de conférences du CERN, Fabiola GIANOTTI, porte-parole de l'expérience ATLAS, accompagnée du directeur du CERN Rolf HEUER, ainsi que de Joseph INCANDELA, porte-parole de l'expérience CMS annoncent la découverte d'une particule ayant des propriétés compatibles avec celles du Boson de Higgs. Cette particule, dont la masse se situe autour de 126 GeV¹ (voir [55], [56]), doit maintenant être étudiée en détail afin de confirmer qu'il s'agit bien dudit boson, notamment grâce à la mesure de son spin et de ses couplages avec les autres particules du Modèle Standard de la physique des particules.

Dans le chapitre précédent, nous expliquions que le Modèle Standard de la physique des particules permet, à ce jour, de décrire l'essentiel des phénomènes physiques observés jusqu'à aujourd'hui dans les collisionneurs mais qu'il n'est pas dénué de points obscurs ou de failles que les théoriciens et expérimentateurs peinent aujourd'hui à combler.

Par exemple, le Modèle Standard ne parvient pas à expliquer la différence de masse entre la particule la plus massive qu'est le quark top dont la masse est aujourd'hui estimée à 174.5 GeV ± 0.6 ± 2.3 GeV [57] et le neutrino le plus léger dont la masse excède à peine quelques meV [58]. Quant à parler de la variété des masses des autres particules, celle-ci est encore une énigme. Le Modèle Standard ne parvient pas non plus à intégrer de manière naturelle la gravité du fait de la non renormalisabilité inhérente ou apparente de la Relativité Générale. Néanmoins il n'a pas encore réellement été mis en défaut, *stricto sensu*, du point de vue expérimental.

Par ailleurs, bien que ce ne soit pas un frein théorique majeur à la validité du Modèle Standard, les calculs réalisables en général dans le cadre de ce modèle sont à l'heure actuelle des calculs perturbatifs qui ne vont pas au delà du deuxième ordre en théorie des perturbations (Next-to-Next to Leading Order ou NNLO) et souvent même pas au delà du premier ordre (Next-to-Leading Order, NLO).

Ces questions et difficultés n'ont pas de réponses ou de solutions claires à ce jour mais en ce qui concerne la question de la masse des différentes particules du Modèle Standard, il semblerait que la réponse puisse être trouvée par l'étude du mécanisme de brisure de symétrie qui implique l'existence du boson de Higgs. L'explication de ce mécanisme dans le secteur électrofaible figure

¹L'électronVolt est l'unité de mesure usuelle de l'énergie en physique des particules et par extension de la masse, du fait de l'expression $E = mc^2$, si l'on impose que $c = \hbar = 1$. Nous utilisons généralement des multiples de cette unité : kilo (10³), Mega (10⁶), Giga (10⁹) ou Tera (10¹²) qui sont plus appropriées aux valeurs de masse mesurées.

aujourd'hui en tête de celles qu'il nous faille apporter du point de vue expérimental.

L'expérience ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [4], de même que l'expérience concurrente CMS (Compact Muon Solenoid) [59], a été conçue dans le but de découvrir le boson de Higgs et apporter les réponses à ces questions qui ont été levées au cours des précédentes années. Les particules étudiées par ces expériences sont produites par le LHC, un collisionneur de particules capable d'atteindre des énergies de plusieurs TeV au centre des collisions avec une luminosité de l'ordre de $10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Nous expliquerons dans ce chapitre comment l'expérience ATLAS a été conçue dans le but de découvrir le boson de Higgs et de mettre en évidence la présence d'une physique au delà du Modèle Standard si une telle physique existe, tel que de nombreux modèles théoriques semblent le prédire. Nous décrirons donc les ingrédients nécessaires à la conception d'un détecteur de physique des particules et à la mesure des propriétés cinématiques et dynamiques des particules élémentaires et les éléments clés entrant dans la conception d'un accélérateur de particules et les motivations du choix réalisé pour la conception du LHC. Nous décrirons par ailleurs l'architecture physique du LHC puis l'architecture de l'expérience ATLAS en détaillant les différents sous-détecteurs présents au sein de cette expérience.

2.2 Le LHC, l'expérience ATLAS et leur contexte

2.2.1 Contraintes sur la découverte du Boson de Higgs

Les expériences antérieures (que ce soit au CERN ou au FermiLab à Chicago) n'ont pas réussi à découvrir le Boson de Higgs du fait de sa masse relativement importante et de ses couplages faibles aux particules que l'on pouvait observer dans ces différentes expériences (voir Fig. 2.2). Jusqu'à présent, seules des limites sur les bornes des intervalles de masse dans lesquels aurait pu se trouver le boson de Higgs avaient donc pu être fixées ($M_H > 114.4 \text{ GeV}$ pour le LEP [60], le Tevatron excluant la zone entre 147 GeV et 179 GeV [61] et les très hautes masses étaient proscrites du fait de la perte d'unitarité associée [62]).

La figure 2.1 présente les principaux mécanismes de production possibles au LHC au premier ordre en théorie des perturbations.

Du fait de la petitesse des couplages aux autres particules (le couplage du Higgs étant relié à la masse des particules), seuls ces processus ont des sections efficaces de production suffisamment élevées pour être considérés.

Néanmoins, même avec ces processus, la section efficace de production est très faible, par rapport à celle des autres processus détectables au LHC, comme nous pouvons le voir sur 2.3.

Par ailleurs la masse du boson de Higgs, inférieure à deux fois la masse du quark top, fait qu'il ne peut se désintégrer qu'en des particules de masse plus faible (quarks, bosons vecteurs virtuels ou photons avec une boucle de tops). Sa section efficace dans les différents canaux d'embranchement est généralement très faible comme nous pouvons le voir sur la figure 2.2.

Par ailleurs les signatures de la désintégration d'un boson de Higgs se retrouvent dans de nombreux processus au sein du Modèle Standard et les bruits de fond de ce processus sont importants, bruits de fond qu'il faut pouvoir différencier du signal. L'ensemble de ces facteurs combinés fait que la production assortie de la détection de ce boson est très difficile et il faut donc un très grand nombre de collisions pour pouvoir produire un nombre de bosons de Higgs détectables assez grand de sorte que le signal obtenu soit suffisamment significatif pour être observé et confirmer avec un très haut niveau de confiance l'existence de cette particule.

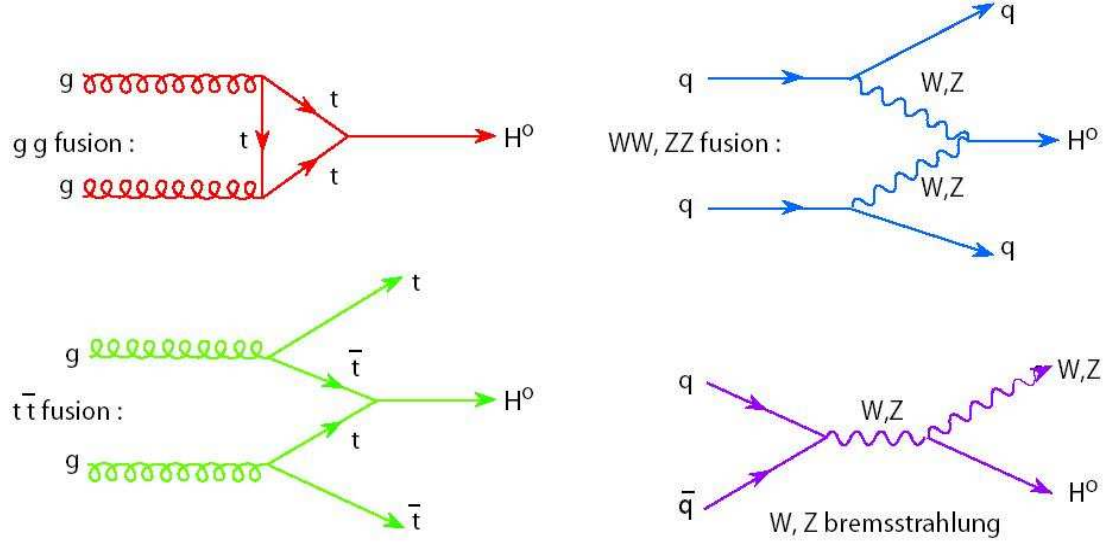


FIG. 2.1 – Différents diagrammes de Feynman intervenant dans la production du boson de Higgs au premier ordre de la série de perturbations dans le cadre du Modèle Standard.

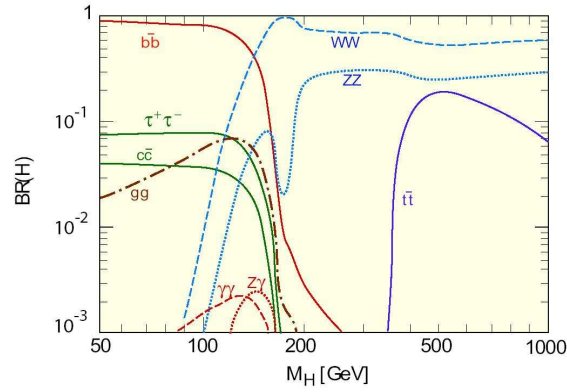


FIG. 2.2 – Section efficace de production du boson de Higgs multipliée par les rapports de branchements pour les différents canaux de désintégration tels que prédits dans le Modèle Standard en fonction de sa masse. Ces sections efficaces ont été calculés pour une énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton de 8 TeV.

2.2.2 Recherche de nouvelle physique et étude de l'échelle du TeV

Au cours des dernières années, différents scénarios visant à étendre le Modèle Standard et à donner des réponses à ces questions auxquelles le Modèle Standard ne répond pas ont été développés. Nous ne citerons que les scénarios les plus populaires et les plus motivés pour le moment du point de vue théorique.

- La supersymétrie : Ce modèle est aujourd'hui le plus étudié notamment car il apporte une extension naturelle à la symétrie de Poincaré, en définissant une relation de symétrie entre les bosons et les fermions, et prédit l'existence de superpartenaires aux particules existantes qui permet l'absence de divergences quadratiques dans les corrections à la masse du Boson de Higgs, l'unification des constantes de couplages et fournit un candidat naturel à la matière noire. En revanche, il est nécessaire que cette symétrie soit brisée au niveau de l'échelle électrofaible afin que l'on n'observe que les fermions et bosons du Modèle Standard. Plusieurs mécanismes dont le mécanisme de FAYET-ILLIOPOULOS permettent cette brisure de symétrie.
- La technicouleur : ce modèle décrit le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible à l'aide d'une théorie équivalente à la chromodynamique quantique. Dans ce modèle, initialement, il n'est pas nécessaire d'avoir un Boson de Higgs afin d'expliquer la masse des particules du Modèle Standard. la découverte du Boson de Higgs semblerait infirmer ce modèle, mais des extensions de ce modèle permettent de réconcilier la technicouleur avec la présence d'un boson de Higgs. Le Boson de Higgs devient alors une particule composite de la même façon que le sont les hadrons.
- Les théories de Kaluza-Klein : Ces théories prédisent l'existence de dimensions supplémentaires et permettent de manière naturelle l'unification de la gravité et de l'électromagnétisme ou des théories de Yang-Mills dont il découle. Dans ces théories, l'espace temps à quatre dimensions est suppléé de dimensions de type espace qui sont repliées sur elles mêmes. Le nombre de dimensions supplémentaires dépend du modèle considéré.

Ces modèles prédisent l'existence de nouvelles particules, que l'on pense très massives, de l'ordre de 500 GeV-1 TeV, ou difficile à détecter, puisqu'elles n'ont aujourd'hui pas encore été découvertes, et il nous faut maintenant les observer afin de valider l'existence de ces nouvelles interactions et particules fondamentales. L'exclusion complète des différents modèles prendra, elle, par contre plus de temps et les expérimentateurs devront fixer des limites en masse sur l'existence de ces particules. Toutefois, la compréhension des phénomènes qui ne sont pas expliqués au sein du Modèle Standard pourrait aussi se faire par la découverte de particules ou d'effets qui n'ont et ne seront prédits par aucun des modèles ayant été développés jusqu'à aujourd'hui.

La compréhension de la physique au delà de l'échelle électrofaible et plus particulièrement à l'échelle du TeV que nous pouvons désormais atteindre ne se fera pas seulement par la recherche de nouvelles particules. Il nous faut aussi affiner notre compréhension des phénomènes décrits par le Modèle Standard de la physique des particules et de nombreuses analyses sont en cours afin d'étudier et expliquer l'ensemble des phénomènes qui ont lieu à ces hautes énergies.

2.2.3 ATLAS, Le LHC et ses autres expériences

L'expérience ATLAS a été conçue pour explorer les méandres du Modèle Standard et tenter de répondre aux questions théoriques qui ont été levées depuis plusieurs années tout en bénéficiant des dernières technologies développées jusqu'à sa mise en place.

Du fait de la masse importante des particules qui ont été prédites par les différents modèles au delà du Modèle Standard, de même que de la masse relativement importante de certaines particules du Modèle Standard de la physique des particules, la section efficace de production des

processus d'intérêt est très faible (voir Fig. 2.3) et les physiciens doivent donc faire entrer en collision un grand nombre de protons avant de produire un nombre suffisant de ces processus d'intérêt pour qu'un signal soit observable. Les protons sont accélérés dans les anneaux du LHC (Large Hadron Collider, le grand collisionneur de hadrons) situé au CERN, puis entrent en collision pour permettre, au travers des différentes interactions auxquelles ces particules sont sensibles (interaction électromagnétique, interaction faible ou forte), de produire les processus à étudier, si les conditions cinématiques et dynamiques le permettent.

Quatre expériences permettent ensuite d'étudier le comportement de la matière lors des collisions de protons produites par le LHC : Alice, ATLAS, CMS et LHCb. De nombreuses particules intermédiaires (bosons vecteurs, résonances hadroniques...) sont produites mais avec des durées de vie de l'ordre de la femtoseconde (10^{-15} s), de l'attoseconde (10^{-18} s) parfois jusqu'à la dizaine de milliardième d'attoseconde. Leurs propriétés sont donc étudiées au travers de la mesure des propriétés cinématiques de leurs produits de désintégration (moment angulaire, impulsion transverse...). Naturellement les expériences ne peuvent que mesurer les propriétés cinématiques des particules visibles, suffisamment stables² pour se propager jusqu'aux détecteurs et interagir avec ceux-ci. Les neutrinos ne sont pas observables directement mais il est possible d'inférer leur cinématique à partir des mesures de la quantité d'énergie manquante dans un détecteur qui se base sur les principes de la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Pour détecter puis discriminer les différentes particules, les physiciens ont conçu différents types de détecteurs sensibles à une ou plusieurs particules. Ceux-ci reposent sur les propriétés des particules détectables et un agencement particulier de différents sous-détecteurs. Cet agencement rend possible la caractérisation par le détecteur des différentes particules filles de manière presque univoque et la mesure précise des différentes propriétés cinématiques et physiques des particules individuelles. Le recoupement des différentes informations permet ensuite de remonter à la topologie des événements et donc en quelque sorte d'observer les particules les plus massives à l'instar d'un microscope qui nous permet d'observer des objets microscopiques grâce aux photons émis ou réfléchis par ces objets.

Bien sûr, il serait candide d'espérer observer pour chaque événement les particules recherchées dans une analyse donnée. Non seulement le nombre de collisions est trop important pour que ce soit encore possible comme dans la chambre à bulle Gargamelle qui permit la découverte des courants faibles neutres mais les topologies de différents événements résultant pourtant de particules différentes peuvent être assez similaires. Il est donc nécessaire de s'appuyer sur des méthodes statistiques afin de mettre en évidence les particules dont nous souhaitons étudier les propriétés (bien sûr dans certains cas il est toutefois possible d'observer directement les événements lors desquels les particules en question ont été produites).

Les expériences sont soumises à un flux de particules intense qui résulte de l'interaction entre deux faisceaux de protons (il peut y avoir jusqu'à 35 collisions par croisement de faisceaux à la luminosité instantanée nominale de 2012 ($8 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), voir Fig. 2.4). Ces deux faisceaux de protons sont tout d'abord produits à partir d'atomes d'hydrogène, desquels les électrons sont retirés, puis sont accélérés, par un champ électrique, de multiples fois dans un réseau d'accélérateurs

²la notion de stabilité dans les expériences de physique des particules est une notion, somme toute, très relative, et nous considérons qu'une particule est stable lorsqu'elle ne se désintègre pas sur la durée de son parcours au sein des détecteurs qui étudient ses propriétés. En réalité, nous considérons usuellement que seul l'électron ainsi que le proton sont des particules stables – nous ne parlerons pas de stabilité pour le photon puisqu'il n'y a pas de conservation du nombre de photons en statistique quantique –. Le neutron a lui une durée de vie de l'ordre de la quinzaine de minutes au repos en dehors de tout noyau et se désintègre par désintégration β^- tandis que la durée de vie du muon est de l'ordre de la microseconde. Les particules vivent dans le détecteur bien plus longtemps du fait du "boost" qui leur est appliqué lors de leur production.

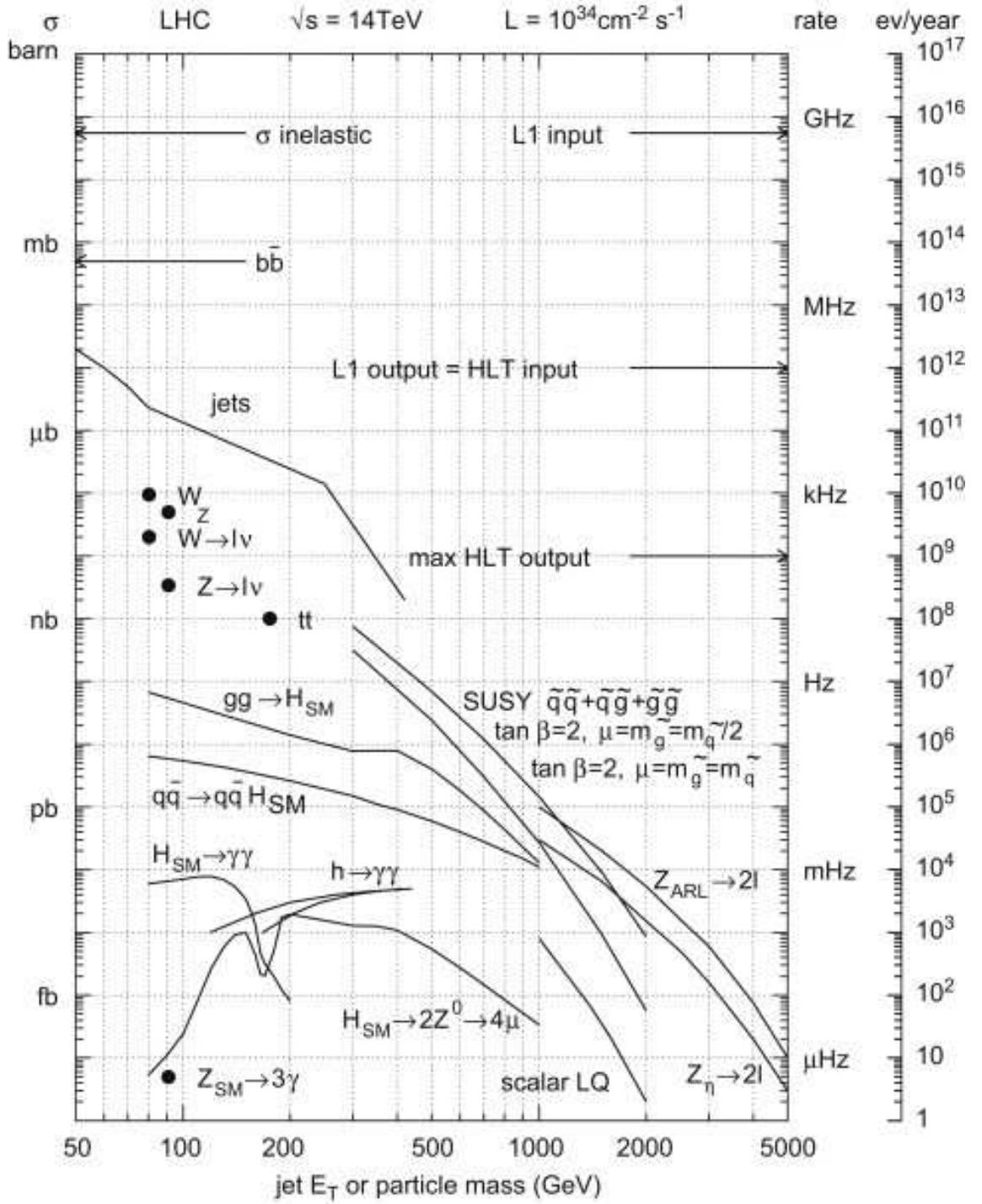


FIG. 2.3 – Prédictions théoriques de sections efficaces de production de différentes particules du Modèle Standard ainsi que de modèles au delà du Modèle Standard en fonction de l'énergie transverse des jets ou de la masse des particules pour une énergie dans le centre de masse de deux protons de 14TeV.

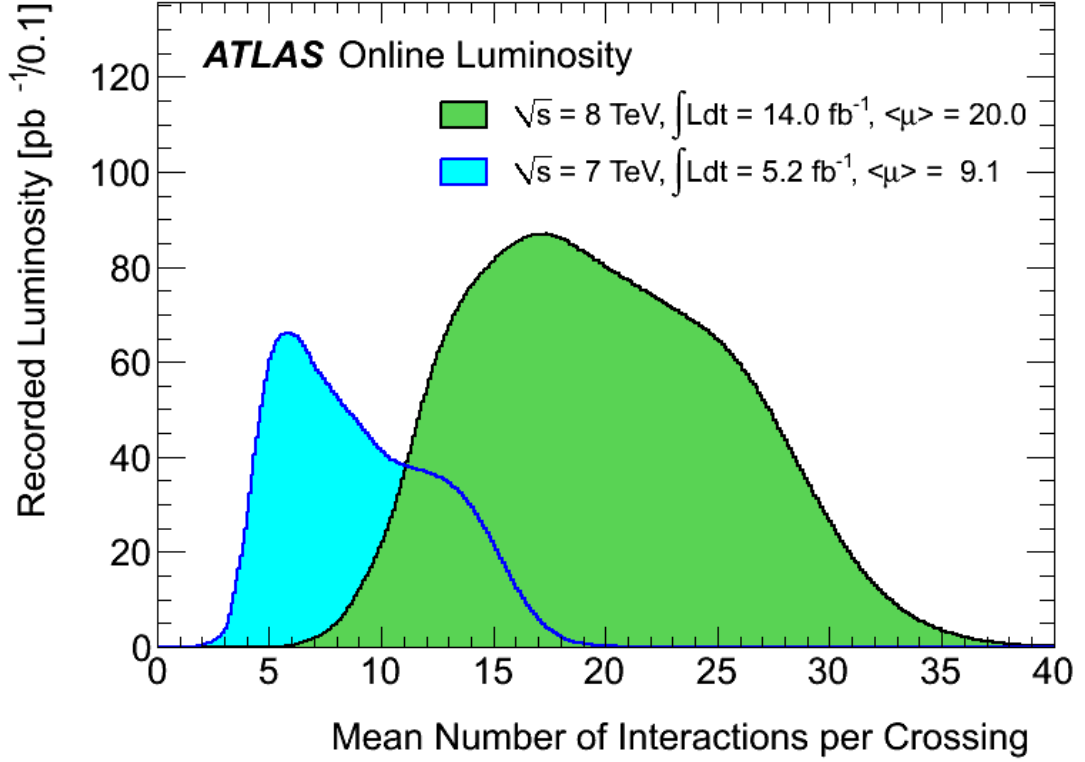


FIG. 2.4 – Nombre d'interactions proton-proton par croisement de faisceau lors de la prise de données de 2011 et de la prise de données de 2012 par l'expérience ATLAS.

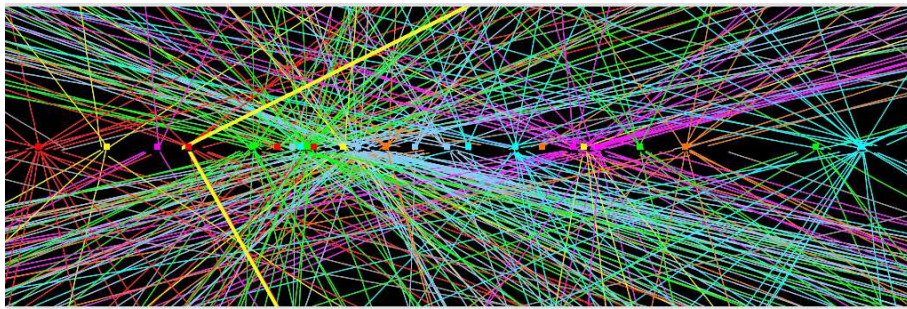
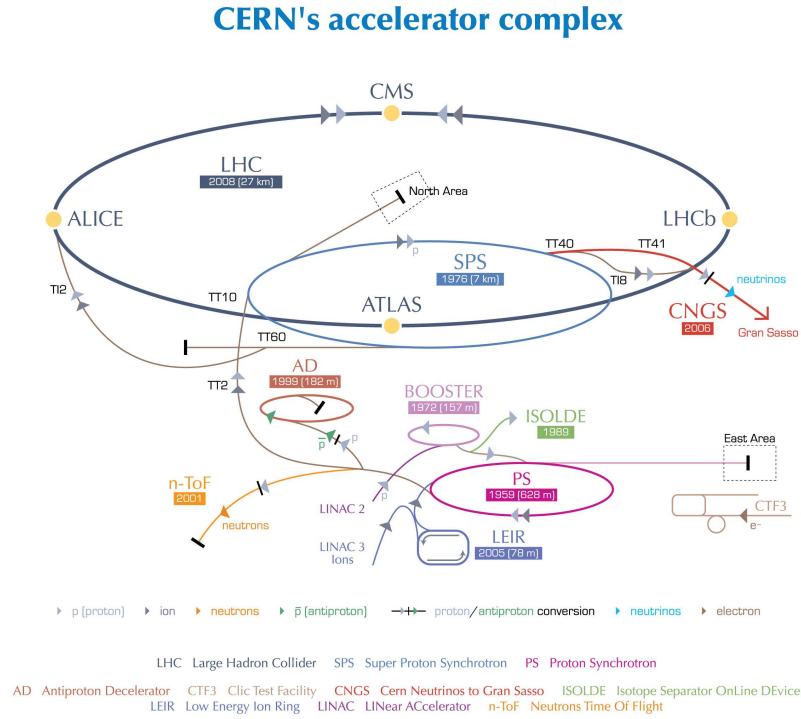


FIG. 2.5 – Image d'un évènement où un boson Z se désintégrant en muons est produit dans une collision avec 20 vertex en 2012.



European Organization for Nuclear Research | Organisation européenne pour la recherche nucléaire

© CERN 2008

FIG. 2.6 – Réseau d'accélérateurs permettant la production puis l'accélération des faisceaux de protons jusqu'à leur énergie nominale et l'étude des différentes propriétés de la matière.

intermédiaire (voir Fig. 2.6). Une fois accélérés à une énergie suffisante, ces faisceaux de protons sont finalement injectés dans le LHC afin d'atteindre des énergies record de plusieurs TeV au moment de leur collision.

Ce nombre élevé de particules arrivant dans les détecteurs ($\sim 8 \times 10^{15}$ collisions par an à la luminosité nominale avec une prise de données d'une durée de 10^7 s) est un défi technique pour la conception du détecteur. Non seulement, celui-ci entraîne un vieillissement prématuré du détecteur du fait du taux important de radiation et requérant alors des détecteurs plutôt résistants mais il implique de reconstruire avec précision la position des différentes collisions (vertex) afin de permettre la distinction entre les différents événements. Par ailleurs ce nombre élevé de particules (voir figure 2.5) entraîne une dégradation de la résolution en énergie des particules reconstruites puisque cela ajoute dans le détecteur une certaine quantité d'énergie qui ne provient pas des collisions intéressantes. D'un côté les collisions à zéro-biais ou à biais-minimum qui sont des collisions élastiques avec peu d'intérêt (hormis pour certains tests de la chromodynamique quantique) ajoutent en moyenne 1 GeV d'énergie par unité de rapidité, de l'autre les événements durs multiples ajoutent en moyenne 100 GeV par unité de rapidité dans le détecteur.

Les enjeux liés à la découverte du boson de Higgs ou de particules au delà du Modèle Standard étant importants, il était nécessaire que les résultats soient confirmés de manière indépendante par



FIG. 2.7 – Photo aérienne de la région du CERN (canton de Genève) avec la représentation schématique du LHC et des différentes expériences.

une autre collaboration utilisant des technologies différentes et des méthodes d'analyses distinctes.

Pour cette raison, l'expérience ATLAS est en coopération (une coopération assortie d'une compétition) avec l'expérience CMS et les résultats sont en moyenne similaires bien que certaines analyses soient privilégiées par l'une ou l'autre des expériences avec parfois des résultats un peu différents sur certaines analyses particulières. Cette expérience est située elle aussi sur le parcours du LHC, étudiant ainsi le même environnement physique, mais les technologies sont différentes afin d'éviter qu'un effet de détecteur ne soit interprété comme l'existence d'une nouvelle particule.

2.3 Le LHC

Le LHC (voir Fig. 2.7), que nous venons brièvement de présenter, est un collisionneur de protons et d'ions de plomb construit pour permettre aux physiciens d'atteindre des énergies dans le centre de masse des partons de l'ordre du TeV (aujourd'hui 4 TeV par proton pour les faisceaux de protons et 2.76 TeV par nucléon pour les faisceaux de plomb) lors des collisions des faisceaux de protons au coeur de ATLAS, CMS, LHCb et Alice.

2.3.1 Choix des technologies

Contraintes pour la montée en énergie et sur la luminosité

Peu de choix existent en vérité pour produire les énergies de l'ordre de la centaine de GeV jusqu'au TeV ainsi qu'un nombre important de collisions. Les expériences sur cible fixe ne sont pas adaptées pour atteindre de telles énergies pour des raisons de cinématique relativiste et de fait seuls des collisionneurs de particules dans lesquels toute l'énergie des particules incidentes est concentrée au moment de la collision sont appropriés à de telles expériences.

Le choix d'un collisionneur circulaire est quant à lui purement pratique, un tel collisionneur présente l'avantage sur un collisionneur linéaire que les particules des faisceaux qui n'ont pas interagi peuvent être réutilisées durant plusieurs passages sans que l'on ait à les réaccélérer à l'intérieur du LHC, avantage considérable si l'on considère le fait que peu de particules interagissent

en fait à chaque passage. Cet accélérateur bénéficie d'une plus grande luminosité. Ce type de collisionneur présente néanmoins l'inconvénient que les particules légères comme l'électron perdront rapidement une part importante de leur énergie par bremsstrahlung (rayonnement de freinage) et il faut donc avoir recours à des particules beaucoup plus massives si l'on veut atteindre le domaine d'énergie suscitée.

La perte d'énergie par unité de temps due au rayonnement de freinage est en effet donnée par la formule de Larmor relativiste dans laquelle nous pouvons remplacer le facteur de boost donné par $E = \gamma mc^2$ pour obtenir l'expression de la puissance dissipée en fonction de l'énergie et de la masse des particules³ :

$$P = \frac{2q^2\gamma^6}{3c} \left(\vec{\beta}^2 - (\vec{\beta} \times \vec{\beta})^2 \right)$$

Nous voyons que la puissance dissipée par rayonnement diminue selon m^{-4} et nous pouvons donc aisément conclure que la perte d'énergie est d'autant plus faible que la masse des particules est importante. Par exemple un proton perdra de l'ordre de 1835^{-4} fois moins d'énergie que l'électron à la même énergie initiale. Les protons et les antiprotons sont donc des particules suffisamment massives pour être assez peu sensibles au rayonnement de freinage et ainsi des candidats de choix pour la réalisation d'un collisionneur circulaire.

Les accélérateurs circulaires sont plus faciles à construire, et sont moins sensibles aux contraintes de topologie de terrain. Le LHC bénéficiait aussi du fait que le tunnel du LEP pouvait être réutilisé pour accueillir cette nouvelle génération de collisionneurs.

Les antiprotons devant être au préalable produits par collisions de protons sur cible fixe, leur utilisation limite la luminosité que l'on peut obtenir dans un collisionneur utilisant des antiprotons, d'autant plus que leur stockage est rendu difficile puisqu'ils s'annihilent avec les protons au contact de la matière. La nécessité d'avoir une haute luminosité a donc restreint le choix des particules utilisées pour effectuer les collisions au seul choix des protons.

2.3.2 Avantages des autres accélérateurs

Bien sur les autres collisionneurs présentent de nombreux avantages qu'il ne faut pas occulter. Par exemple les signatures des particules produites lors des collisions de leptons chargés (électron-positron ou muon-antimuon) permettent d'obtenir des signatures très propres du fait de l'absence jusqu'à présent constatée de structure interne. Néanmoins tandis que les faisceaux d'électrons et de positrons sont faciles à produire, les faisceaux de muons et d'antimuons présentent l'inconvénient que ces particules ont une durée de vie finie et ceci doit être pris en compte dans la conception de tels faisceaux. Par ailleurs du fait de l'absence de structure interne, l'énergie à fournir à ces particules peut être moindre que celle que l'on doit fournir dans les collisionneurs de protons. Les collisionneurs linéaires électroniques et muonique, du fait de ces dernières caractéristiques, pourraient former la prochaine génération de collisionneurs de particules et pourront être utilisés pour étudier les propriétés des particules découvertes au LHC.

Les collisionneurs protons-antiprotons, quand à eux, bénéficient du fait que les fonctions de distribution des partons, qui sont beaucoup plus faibles pour les quarks de la mer que les quarks de valence à grandes fractions d'impulsion et donc à grande énergie (voir par exemple 2.8, favorisent la production de particules neutres par annihilation directe de paires quark-antiquark dans les réactions proton-antiproton de même que la production directe de bosons W au travers de l'interaction entre les quarks $u - \bar{d}$ et $d - \bar{u}$).

³Dans cette expression, q est la charge de la particule, c la vitesse de la lumière, et $\beta = v/c$

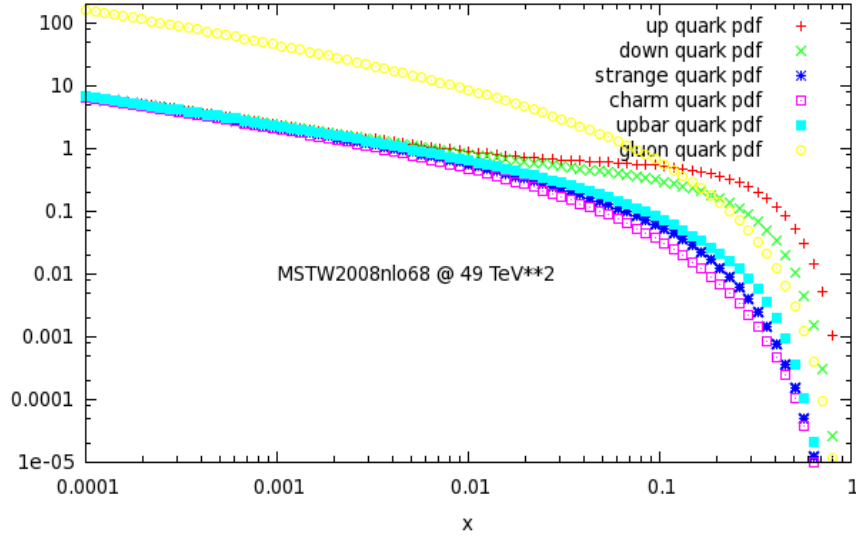


FIG. 2.8 – Fonctions de distribution de partons ($xf(x)$) à $(7 \text{ TeV})^2$ avec l'ensemble MSTW2008NLO [1]. Distributions générées avec "The Durham HepData Project".

De fait certaines signatures sont plus faciles à obtenir dans ces collisionneurs. Par exemple, l'étude de l'asymétrie $W^+ - W^-$:

$$A = \frac{N_{W^+} - N_{W^-}}{N_{W^+} + N_{W^-}}$$

est plus aisée car les quarks $u - \bar{d}$ et $\bar{u} - d$ peuvent directement produire des bosons W tandis que les expériences du LHC sont très peu sensibles à ces signatures et le Tevatron reste donc aujourd'hui compétitif sur ce type de mesures.

L'inconvénient majeur des collisionneurs hadroniques, quant à lui, est la présence d'un très grand nombre de jets provenant à la fois des interactions dures entre les quarks et les gluons qui sont dominantes et des résidus de protons suite aux collisions. La présence de ce très grand nombre de jets, possédant souvent une faible impulsion transverse, a plusieurs conséquences sur la reconstruction des particules dans les expériences qui ont déjà été évoquées dans l'introduction de ce chapitre.

2.3.3 Evolution des technologies de grands accélérateurs

Depuis que les premiers grands accélérateurs ont été conçus, plusieurs grands complexes ont joué un rôle fondamental dans la découverte des particules les plus massives du Modèle Standard.

Le SPS (Super Proton Synchrotron) aujourd'hui utilisé pour accélérer les protons en amont du LHC a permis la découverte des bosons Z et W^\pm et la validation du modèle prédit par Glashow-Weinberg-Salam par les expériences UA1 (voir [63]) et UA2 (voir [64]).

Le LEP (Large Electron-Positron collider), qui était lui aussi situé au CERN dans le même tunnel que le LHC, à une centaine de mètres de profondeur, accélérail et faisait entrer en collisions

des électrons et des positrons. Plusieurs particules, en particulier les bosons vecteurs Z et W , y ont été étudiées par les expériences ALEPH, DELPHI, OPAL et L3.

La deuxième génération de collisionneurs était quant à elle représentée par le Tevatron situé au FermiLab et des protons et antiprotons y étaient accélérés. Les expériences D0 (voir [65]) et CDF (voir [66]) situées sur le parcours du Tevatron se sont distinguées en 1995 par l'observation de paires de quarks top réels. Le quark top était déjà connu des expérimentateurs du LEP qui avaient une connaissance déjà très précise de sa masse grâce aux corrections qu'il induisait et étaient fortement dépendantes de sa masse.

Le LHC, situé au CERN entre le canton de Genève et la France, représente ainsi la troisième génération de collisionneurs. D'une circonférence de 27 kilomètres, il permet d'accélérer des protons jusqu'à une énergie nominale de 14 TeV (à terme) dans le centre de masse de deux protons. Il peut faire entrer en collision en moyenne 20 protons par croisement de faisceaux, le nombre de collisions par croisement étant lui distribué selon la loi⁴ représentée sur la figure 2.4. Les faisceaux du LHC ne sont pas des faisceaux continus mais en réalité ces faisceaux sont constitués de trains de paquets de 10^{11} protons environ qui entrent en collision toutes les 50 ns. Les premiers essais avec un espacement de 25 ns entre chaque paquet, ce qui sera la norme dès 2015, ont été réalisés en décembre 2012 et se sont montrés prometteurs.

Comme nous pouvons ainsi le constater, de nombreuses contraintes rentrent en compte dans la conception d'un tel complexe. Ces contraintes mises à part, les performances techniques à atteindre ont fortement conditionné le choix des technologies utilisées pour la conception de cet accélérateur. Nous détaillons maintenant les paramètres essentiels pour un collisionneur de particules et les moyens utilisés pour atteindre les performances recherchées.

2.3.4 Paramètres du LHC

Les facteurs les plus importants à prendre en compte durant la conception d'un accélérateur, sont principalement la luminosité instantanée, la luminosité intégrée, la densité maximale de particules par paquet et la durée de vie des faisceaux.

La luminosité est directement reliée au nombre de collisions au travers de la section efficace de production :

$$N_{event} = L\sigma_{event}$$

Si nous considérons deux faisceaux ayant des distributions gaussiennes, la luminosité s'écrit alors :

$$L = \frac{N_a N_b n_b f_{rev} \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*}$$

Dans cette formule, N_a, N_b sont les nombres de particules dans chacun des paquets de particules qui s'entrecroisent, n_b le nombre de paquets par faisceaux qui est le même dans chacun des faisceaux, f_{rev} est la fréquence de révolution des faisceaux, γ est le facteur de Lorentz, β^* est l'amplitude d'oscillation betatron au point de collision et ϵ_n est l'émittance transverse du faisceau normalisée.

La luminosité représente en quelque sorte le nombre de collisions par unité de temps qui ont lieu lors des croisements de faisceaux.

⁴Une réflexion naïve pourrait nous laisser penser que la distribution du nombre de collisions par croisement de faisceaux devrait être une loi poissonnienne, ce qui n'est pas le cas. Ceci est dû au fait que les faisceaux ne sont pas exactement identiques et sont modifiés au cours du temps. De fait une opération de convolution a lieu entre plusieurs distributions proches mais non identiques.

Naturellement plus que la luminosité instantanée, la luminosité intégrée est la grandeur la plus intéressante pour les physiciens puisque celle-ci influence directement le nombre d'occurrences d'un certain type de processus que nous pouvons détecter :

$$L_{int} = \int L dt$$

Du fait de l'interaction entre les deux faisceaux, la densité des faisceaux diminue au cours du temps et il est donc possible de définir un temps de vie pour ces faisceaux.

Le temps de vie est défini dans ce cas de la même manière que dans un processus de désintégration radioactive. Une collision correspondrait dans ce cas à une désintégration et la loi que suit le nombre de particules lors des croisements de faisceaux en fonction du temps est donc défini par la formule suivante :

$$L_{int}(t) \sim L_0 \tau (1 - \exp t/\tau)$$

La constante τ est le temps de vie des faisceaux dans l'accélérateur.

Un moyen de contrer cet effet pourrait être de développer un système d'injection en continu, mais ceci est compliqué voire impossible en pratique. Nous sommes donc contraint de faire rentrer les paquets en collisions jusqu'à ce que le nombre de collisions par croisement soit trop faible. A ce moment les faisceaux sont extraits des anneaux par un système approprié et nous injectons deux nouveaux faisceaux. Le temps de vie des faisceaux est d'environ 14.9 heures (voir par exemple la page 6 de [67]).

La densité maximale de particules qui limite finalement la luminosité est une donnée importante pour maximiser la luminosité de notre collisionneur. Elle est essentiellement limitée par les effets non-linéaires durant les interactions entre les deux faisceaux que ressentent les particules des deux paquets qui rentrent en interaction. Cette interaction faisceau-faisceau est mesurée par le décalage d'ajustement linéaire $\xi = \frac{N_b r_p}{4\pi \epsilon_a}$ où r_p est le rayon classique du proton et N_b, ϵ_n ont déjà été définis.

2.3.5 Description du LHC

Le LHC est constitué de 8 segments linéaires et de 8 parties courbes dans lesquelles les trajectoires des protons sont courbées.

Cet accélérateur est constitué d'une série de dipôles permettant de courber les trajectoires des faisceaux de protons et d'ions de plomb et de cavités radio-fréquence utilisées pour accélérer les faisceaux de particules.

Les deux systèmes radio-fréquence indépendants permettent d'accélérer les protons jusqu'à leur énergie nominale mais permettent aussi le stockage de ces particules dans les anneaux de stockage jusqu'à ce que le faisceau atteigne sa durée de vie et soit extrait de l'anneau qui le contient.

L'accélération et le stockage des faisceaux est réalisé grâce à un champ électrique radiofréquence de 400 MHz comme présenté sur la figure 2.9.

La courbure des trajectoires des protons nécessite des champs magnétiques élevés produits par une série de dipôles. Plus exactement ce champ magnétique doit avoir une amplitude de 8.36 Teslas à 14 TeV.

Au total, une série de 1296 dipôles tels que ceux visibles sur 2.10 permettront de produire ce champ magnétique et ainsi courber les trajectoires de nos protons.

Chacune des parties courbes et des parties linéaires contient deux tubes dans lesquels circulent, en sens inverse, les paquets de protons. Au sein de ces tubes, un vide poussé a été créé dans le but de minimiser au maximum le nombre de collisions entre les protons et les particules résiduelles

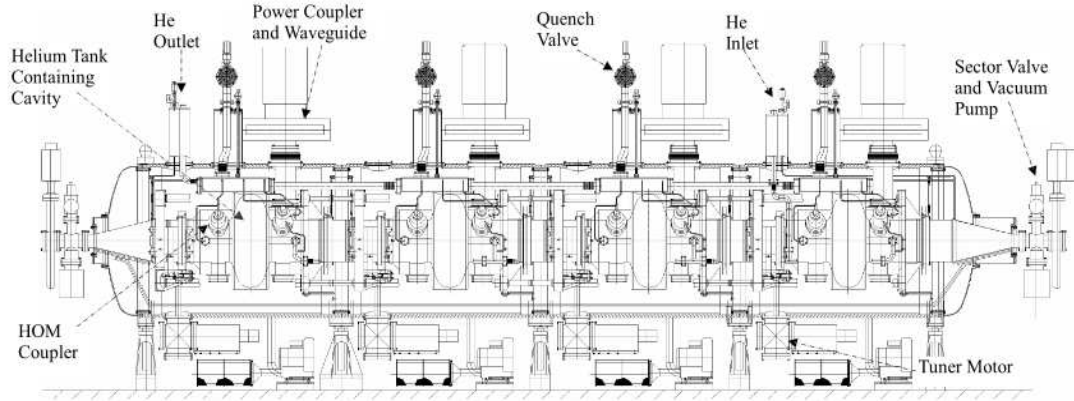


FIG. 2.9 – Schéma d'une cavité radiofréquence utilisée par le LHC pour accélérer et stocker les paquets de protons

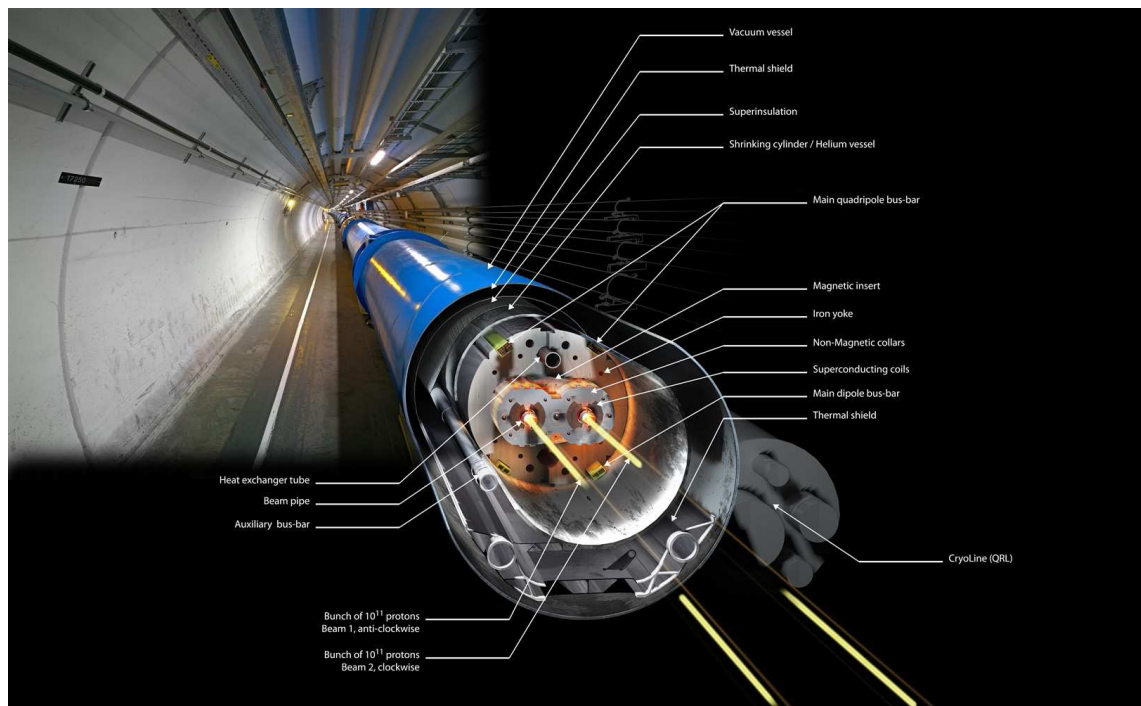


FIG. 2.10 – Image d'un dipôle du LHC

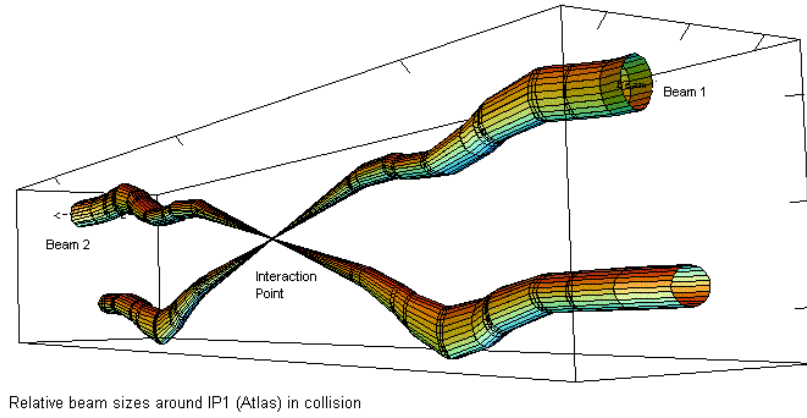


FIG. 2.11 – Représentation du point d'interaction au centre de l'expérience ATLAS.

(essentiellement du gaz) qui pourraient dévier les faisceaux hors des tubes et causer le quenching des aimants. En fonction du mode de fonctionnement, la pression va varier entre 10^{-10} et 10^{-11} mbar. Cette pression sera celle qui règnera dans les tubes dans les parties à température ambiante.

Les tubes se croisent au centre des différentes expériences afin de permettre les collisions entre les paquets des deux faisceaux comme présenté sur la figure 2.11.

Au niveau du point d'interaction, comme le montre la figure 2.11, un système d'aimants quadrupolaires est utilisé dans le but de collimer les faisceaux afin d'augmenter la luminosité.

Les faisceaux s'élargissent ensuite et les protons n'ayant pas interagi recirculent dans leur tubes respectifs jusqu'à la prochaine collision et ce jusqu'à ce que les faisceaux soient extraits de la machine.

Les protons qui sont utilisés au LHC sont injectés en sortie du réseau d'accélérateurs (voir la figure 2.6) dans le LHC par deux points d'entrée situés entre les expériences ALICE et ATLAS et ATLAS et LHCb.

Pour des raisons techniques, essentiellement aussi pour éviter de reproduire l'incident de 2008 (voir [68]), le LHC n'a pas encore atteint son régime nominal avec une énergie de 14 TeV et pour l'instant celui-ci a pu produire des faisceaux de protons de 900 GeV, 2.96 TeV, 7 TeV et finalement de 8 TeV dans le centre de masse des protons en 2012.

Six expériences ont été installées sur son parcours afin de pouvoir étudier les différentes propriétés de la matière au delà de l'échelle électrofaible. Les deux premières expériences dont nous avons parlé étaient ATLAS et CMS. Les quatre autres sont LHCb, Alice, LHCf et Totem qui seront décrites brièvement dans la suite de ce chapitre.

2.4 Contraintes expérimentales sur la conception des détecteurs de particules

Les expériences de physique des particules doivent naturellement respecter certaines contraintes pour permettre la reconstruction des particules provenant soit de leur production directe ou de la

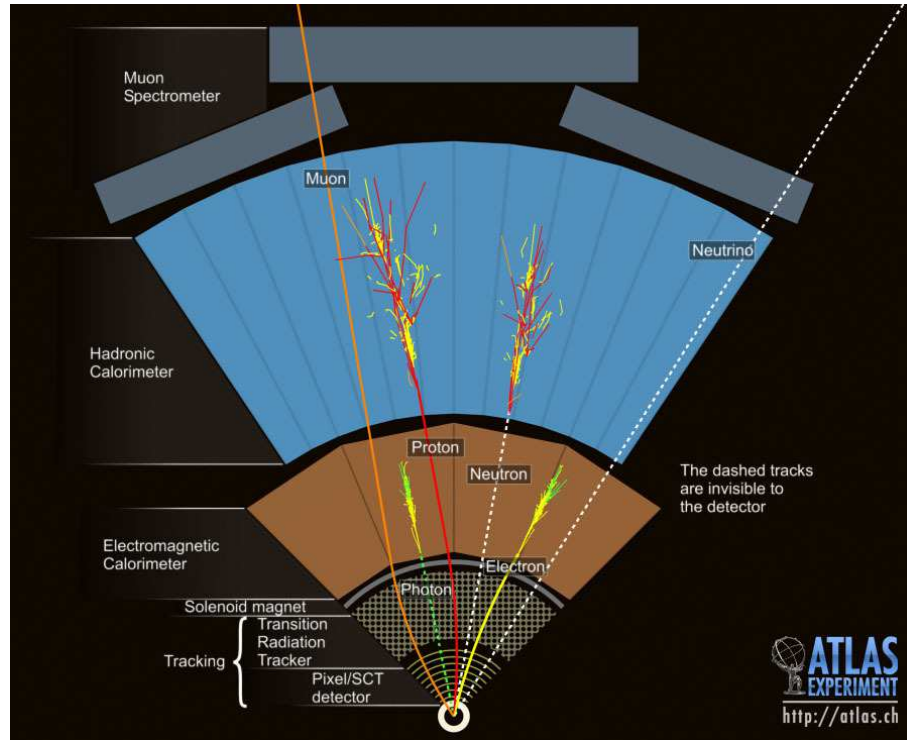


FIG. 2.12 – Représentation schématique des propriétés d'interaction de différents objets dans les sous-détecteurs de l'expérience ATLAS.

désintégration de particules instables. Toutefois, les stratégies mises en place pour satisfaire ces contraintes sont très différentes d'une expérience à une autre.

Plutôt que de détailler les différentes stratégies pouvant être développées, nous présentons dans cette partie les principes généraux à la base de la conception de différents détecteurs.

Des expériences comme Alice ou LHCb ont des problématiques très particulières et les stratégies mises en place peuvent être sensiblement différentes par rapport à celles mises en place par les expériences ATLAS et CMS et nous ne rentrerons donc pas dans les détails de ces expériences.

La figure 2.12 représente une vue schématique d'une coupe du détecteur ATLAS dans lequel interagissent différentes particules.

Avant tout chose, il est nécessaire de rappeler que seuls le photon, l'électron, le muon, le proton, le neutron, les pions et les kaons ont des durées de vie suffisamment longues pour être détectés dans les détecteurs les plus éloignés du point d'interaction. Néanmoins, les mésons et baryons contenant un quark b peuvent avoir des durées plus longues que le quark b seul ou d'autres mésons et baryons du fait de règles de sélection. Ils peuvent être détectés au plus proche du point d'interaction et cette propriété peut être utilisée pour leur détection.

Les différentes expériences que nous avons précédemment citées doivent être capables de permettre la détection et la mesure des propriétés des particules citées sur un très grand intervalle angulaire et d'impulsions.

Une grande gamme de signaux est attendue au LHC et il faut permettre la reconnaissance de

2.4. CONTRAINTES EXPÉRIMENTALES SUR LA CONCEPTION DES DÉTECTEURS DE PARTICULES

ces différents signaux afin de maximiser les chances de découverte de nouvelles particules.

Ces expériences doivent être capables de reconstruire les produits de désintégration photoniques, leptoniques et hadroniques et de différencier des produits de désintégration électromagnétiques des produits de désintégration hadroniques.

De plus un grand pouvoir de discrimination entre les particules et les antiparticules est requis pour mesurer la charge des particules originelles (par exemple le Higgs, le boson Z, les bosons W^\pm) ou des particules telles que les particules supersymétriques. Ceci peut être réalisé en appliquant un champ magnétique autour d'un détecteur de traces pour mesurer avec précision la direction des particules au sein du détecteur de traces.

Bien sûr il faut que ces expériences soient capables de mesurer avec précision les propriétés cinématiques des différentes particules qui sont reconstruites dans les détecteurs. Ainsi les expériences doivent avoir une bonne résolution en énergie et en masse invariante des paires de hadrons.

De nombreuses particules qui existent dans des modèles développés au cours des dernières années ne sont pas détectables dans le cas des neutralinos en supersymétrie ou se désintègrent en neutrinos et ne sont de fait pas détectables. Il est donc indispensable de mesurer précisément la quantité d'énergie manquante présente événement par événement.

La mesure de certaines propriétés liées à l'existence de symétries internes comme par exemple le spin du boson de Higgs implique la reconstruction de leptons tau. Le quark top et les quarks de quatrième génération, si ces derniers existent, se désintègrent principalement en quark b du fait des éléments de la matrice CKM. Il est donc impératif de différencier les jets de quarks b. Par ailleurs il peut être parfois utile de différencier les jets provenant de la désintégration de quarks charmés des jets de quarks légers ou de gluons.

Cette distinction n'est possible qu'en détectant les vertex secondaires décalés de l'axe du faisceau du fait du temps de vie relativement long de ces quarks.

Ces expériences sont soumises à de hautes doses de radiation ce qui cause une dégradation précoce des détecteurs, notamment des détecteurs de traces. De fait les détecteurs mais aussi l'électronique du système d'acquisition doivent être conçus de manière à être intrinsèquement résistants, et protégés contre ces radiations par un système de bouclier.

2.4.1 Agencement des différents détecteurs

Certains principes de base doivent être appliqués si l'on veut permettre la détection et la discrimination des différentes particules. Ces principes reposent simplement sur du bon sens et une connaissance simple des phénomènes physiques qui rentrent en jeu lors de l'interaction des particules avec un milieu matériel.

Systeme de calorimétrie

Un calorimètre permet de mesurer l'énergie des particules ce qui impose que ces particules doivent déposer toute leur énergie dans un tel détecteur. La mesure est donc destructive et ne permet pas la mesure ultérieure des autres propriétés cinématiques des particules qui s'arrêtent dans ce détecteur. Dès lors la mesure de l'impulsion doit se faire avant la mesure de l'énergie et ceci est possible en plaçant un détecteur de traces en amont du système de calorimétrie.

Spectrométrie à muons

Les muons de haute énergie comme ceux que l'on détecte dans les expériences de physique des particules sont des MIP (Minimum Ionizing Particules), c'est à dire que ces particules déposent

très peu d'énergie dans le détecteur lors de leur passage. Pour cette raison il peut être difficile de détecter ces particules et la mesure de leur énergie n'est possible qu'au travers de l'énergie qu'elles ont déposée au cours de leur passage (dE/dx). Nous voulons donc être capable de mesurer leurs dépôts d'énergie sur une distance importante. Afin de nous assurer que ces particules sont bien des muons, les détecter dans des régions que les autres particules ne peuvent atteindre nous assure que ce sont bien des muons. Ceci nécessite que les détecteurs de muons soient placés à l'extérieur des autres détecteurs.

Mesure de la charge

Finalement la mesure de la charge des particules qui est importante dans ces expériences pour détecter notamment les bosons Z et W et remonter à la charge des résonances doit elle aussi se faire en amont du système de calorimétrie et requiert l'application d'un champ magnétique puissant afin de courber la trajectoire des particules et ainsi en déduire leur charge. Ce dernier aspect est aussi important pour la mesure de l'impulsion puisque la courbure de la trajectoire dans un champ magnétique dépend à la fois de la charge, de l'amplitude du champ magnétique mais aussi de l'impulsion des particules qui se déplacent dans ce champ. De fait la connaissance de la charge, de la courbure et de l'amplitude du champ magnétique rendent possible la mesure de l'impulsion des particules chargées.

2.5 L'expérience ATLAS

2.5.1 Introduction

Nous l'avons vu, le programme de recherche et la variété des signaux recherchés par l'expérience ATLAS est très vaste et ceci impose des contraintes fortes sur la conception du détecteur.

Non seulement doit-il permettre l'étude des constituants élémentaires de la matière et permettre la recherche d'une physique au delà du Modèle Standard mais il doit par ailleurs aussi permettre l'étude du plasma de quarks et de gluons lors des collisions plomb-plomb ainsi que l'étude des collisions proton-plomb.

De fait, le détecteur ATLAS (voir Fig. 2.13) doit être capable de reconstruire des particules ayant une impulsion transverse de l'ordre de quelques GeV mais aussi des particules ayant des impulsions très importantes, typiquement plusieurs centaines de GeV. Il doit aussi être capable de reconstruire l'ensemble des signatures nécessaires à l'étude des différents modèles qui ont été développés à l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible.

2.5.2 Analyses et signatures de l'expérience

Ce détecteur doit permettre la discrimination entre les photons et les électrons, de même que la séparation électron-pion ou π^0 -photon qui est nécessaire pour l'étude de la désintégration du boson de Higgs en deux photons.

Il doit aussi permettre la distinction entre les particules et les antiparticules pour reconstruire les bosons Z et W^\pm et étudier les propriétés des résonances.

Pour l'étude du canal de désintégration du boson de Higgs en quatre leptons, mais aussi en deux photons, la reconstruction précise de la masse invariante des paires de leptons est essentielle, et il est donc crucial de reconstruire avec une résolution importante l'énergie des électrons mais aussi des muons.

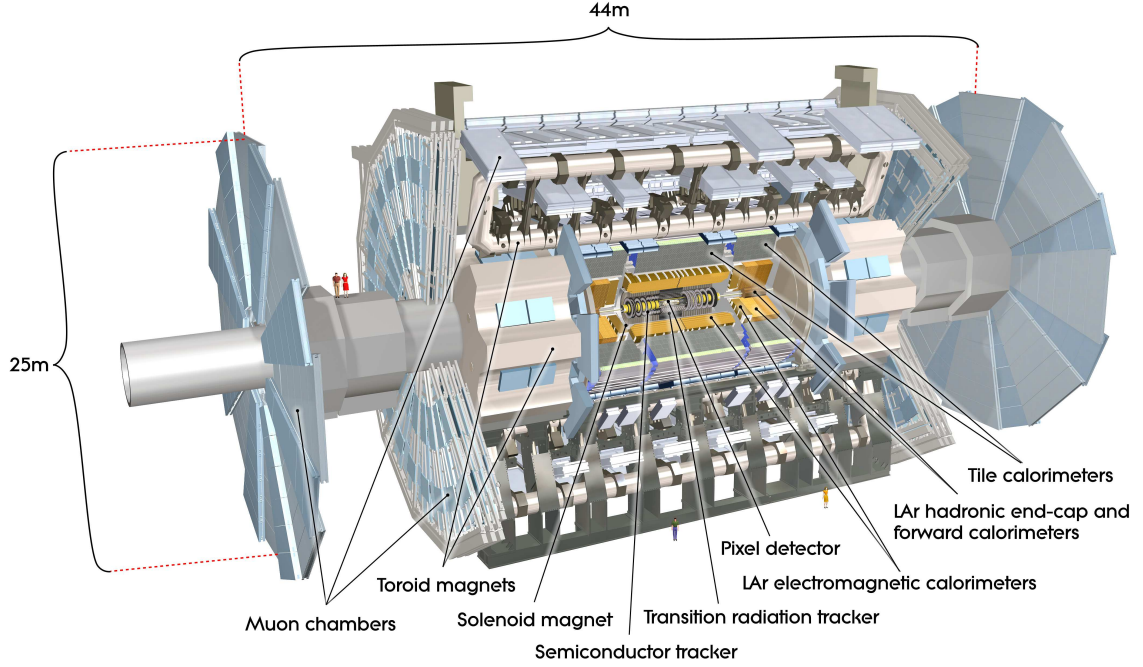


FIG. 2.13 – Vue schématique du détecteur ATLAS.

En ce qui concerne l'étude des propriétés du quark top ou l'étude des propriétés de la chromodynamique quantique (mesure des PDFs, vérification des mesures de sections efficaces différentielles) mais aussi l'exploration des différents secteurs du Modèle Standard et des différents secteurs des modèles au delà du Modèle Standard, il est décisif de pouvoir faire la différence entre les leptons et les hadrons et il était donc nécessaire de concevoir le détecteur en conséquence.

Evidemment, la mesure précise de la quantité d'énergie manquante qui s'échappe du détecteur pour ces mesures est aussi une donnée importante de cette expérience.

Par exemple cette mesure est nécessaire lors de l'étude du canal de désintégration du Higgs en une paire de bosons W , mais aussi pour la recherche de supersymétrie où la quantité d'énergie manquante, liée par exemple à des neutralinos stables qui s'échapperaient du détecteur, est importante.

La reconstruction des leptons τ , quant à elle, est essentielle si l'on veut mesurer le spin du boson de Higgs et rejeter l'hypothèse d'un spin nul ou d'un spin deux, l'hypothèse du spin un ayant été déjà rejetée puisque le théorème de Landau-Yang l'interdit du fait de l'observation du Higgs en deux photons.

Finalement de nombreuses analyses, par exemple la mesure de la masse du quark top mais aussi l'étude de la désintégration du Higgs en une paire de quarks b , portent sur l'étude de signaux où un jet de quark b est boosté et ces jets doivent être détectés et identifiés correctement pour permettre ces études. Un détecteur finement segmenté et une bonne reconstruction des vertex secondaires est un bon choix pour de tels signaux et l'utilisation ultérieure de bons algorithmes de reconstruction

est un pré-requis pour leur utilisation dans les analyses telles que la recherche d'une quatrième génération de quarks où un quark t' se désintègre en un boson W et un quark b .

2.5.3 Agencement et qualité du détecteur

Pour les raisons déjà évoquées dans la section précédente, l'agencement possible des différents sous-détecteurs est presque unique. Cependant le choix des différentes technologies présente lui un intérêt non négligeable puisque c'est de celui-ci que découlent les bonnes performances du détecteur. Les différents processus ayant lieu dans le centre de masse des protons incidents dont le boost est en moyenne nul, les produits de désintégration sont émis dans un angle solide de $4\pi^2$. En revanche, l'essentiel des processus durs les plus intéressants ont lieu dans la région de faible pseudo-rapidité du fait de la définition de la pseudo-rapidité : $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$.

Le point d'interaction est positionné au centre du détecteur mais naturellement la région d'acceptance de ce dernier est inférieure à cet angle solide puisqu'une partie du détecteur est occupée par les tubes qui acheminent les protons jusqu'au point de collision. Le détecteur devait néanmoins permettre la plus grande couverture angulaire et permettre la mesure des propriétés des particules les plus à l'avant du détecteur.

L'identification des différentes particules, en plus de contraindre l'agencement des différents détecteurs, exige une segmentation fine des différents détecteurs. Ceci s'explique parce que le flux de particules incidentes est élevé, entraînant ainsi l'empilement des gerbes des différentes particules qui interagissent avec les détecteurs, mais aussi car la mesure précise de la position est indispensable à la reconstruction des quadrivecteurs des particules incidentes et donc à la mesure de la masse invariante des paires de leptons ou de photons.

Le détecteur est soumis à un taux de radiation important qui entraîne un vieillissement prématuré des différents composants. De fait parmi les principales qualités du détecteur ATLAS, doivent figurer une bonne résistance des détecteurs et de l'électronique d'acquisition des données, à laquelle s'ajoutent une bonne résolution énergétique des calorimètres électromagnétique et hadronique ainsi qu'une mesure précise de l'impulsion des traces des particules chargées et de la position des vertex.

L'ensemble des détecteurs doit être plongé dans un champ magnétique intense de sorte à courber les trajectoires des particules qui arrivent dans les détecteurs et ainsi diminuer les effets des multiples particules qui entrent dans le détecteur.

Finalement afin de maximiser les capacités d'identification des particules incidentes, des techniques de reconnaissance de formes peuvent être utilisées qui tirent profit de la mesure précise des vertex et des traces mais aussi de l'information contenue dans les différents calorimètres et dans le spectromètre à muons.

La forte luminosité entraîne un flux de particules très important et l'enregistrement des informations avec une fréquence d'environ 1GHz bien trop importante pour la capacité de stockage que l'on possède aujourd'hui. Cette grande quantité de données à gérer impose des contraintes fortes sur le système d'acquisition de données afin de permettre la sélection des événements les plus intéressants et la rejet des événements ne présentant que peu d'intérêt pour la physique. L'identification, aux premiers stades de la prise de donnée, des événements intéressants est effectuée par le système d'acquisition au moyen d'un système de déclenchement à trois niveaux électronique et informatique capable de réduire la fréquence d'enregistrement des événements à 200 Hz en fin de chaîne.

Finalement le tout devait être construit pour un coût qui ne s'avérerait pas prohibitif ce qui a imposé de nouvelles contraintes sur le choix des technologies et matériaux à utiliser, question qui est aujourd'hui tout autant d'actualité puisque la mise à jour du détecteur pour la prise de donnée

future est prévue pour 2017.

2.5.4 Description détaillée des sous détecteurs

L'agencement final du détecteur tient compte de ces différents éléments : Le détecteur ATLAS est composé de plusieurs grands ensembles de détecteurs assurant l'identification des différentes particules nécessaires à la reconstruction des signaux recherchés mais aussi à la mesure des propriétés cinématiques et dynamiques des particules étudiées.

Ensembles de détecteurs

- Le détecteur interne permet la mesure de l'impulsion des particules, la reconstruction des traces des particules chargées et l'identification des vertex primaires et secondaires.
- Les trajectoires des particules incidentes sont courbées grâce à un aimant supraconducteur situé autour du détecteur interne. Il est alors possible de déterminer la charge des particules en mesurant le sens de la courbure dans ce champ magnétique.
- Le système de calorimétrie permet la mesure de l'énergie des particules chargées, des photons mais aussi des hadrons. Il est possible d'identifier les particules incidentes en utilisant l'information combinée du détecteur interne et du système de calorimétrie.
- Le spectromètre à muons permet l'identification des muons qui s'échappent du détecteur du fait de leur propriété d'ionisation minimale.
- Les particules qui sont alignées avec le faisceau s'échappent du détecteur et un ensemble de détecteurs vers l'avant a été installé afin de mesurer l'énergie de ces particules et permettre leur identification.

Principe de fonctionnement et propriétés des sous-détecteurs

- Au centre du détecteur et donc au plus près du point d'interaction se trouve le détecteur à pixels (voir 2.14) permettant la mesure précise de la position des vertex primaires et secondaires de quelques micromètres de distance à quelques centaines de millimètres le long du faisceau.

Ce détecteur, dont le principe est très proche d'une caméra CCD, est capable de reconstruire la position des vertex dans un environnement aussi difficile que celui d'ATLAS même en présence de plusieurs dizaines de vertex primaires.

- Le détecteur de pixels est ensuite entouré par le système de reconstruction des traces chargées comme représenté sur la figure 2.15. Ce système est formé du détecteur de traces en silicium suppléé par le détecteur à rayonnement de transition. Ce système est constitué d'un tonneau et de bouchons qui permettent la mesure des trajectoires des particules chargées jusqu'à une pseudo-rapacité de 2.5. Le système de détection de trace doit être conçu de sorte à bénéficier d'une bonne résolution pour mesurer précisément l'impulsion des particules car cette impulsion sera clé pour remonter à la masse invariant des particules mères :

$$\sigma_{pt}/p_T = 0.05\% p_T \bigoplus 1\% \quad |\eta| < 2.5$$

- Ce système est entouré par un aimant supraconducteur capable de produire un champ magnétique de 2 Tesla dans lequel baignent les détecteurs centraux précédemment présentés et qui permet la courbure des trajectoires des particules chargées.

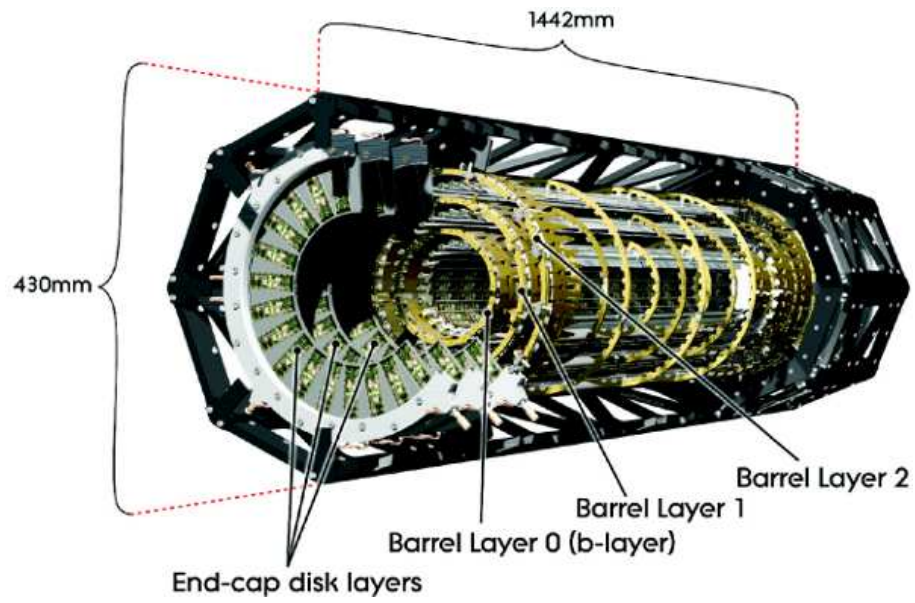


FIG. 2.14 – Représentation schématique du détecteur à pixels d'ATLAS.

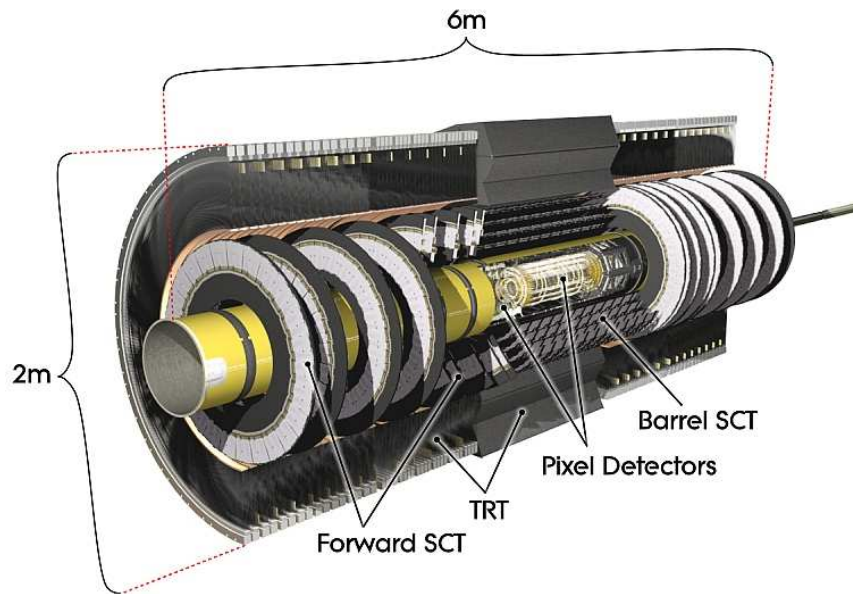


FIG. 2.15 – Représentation schématique du détecteur interne d'ATLAS.

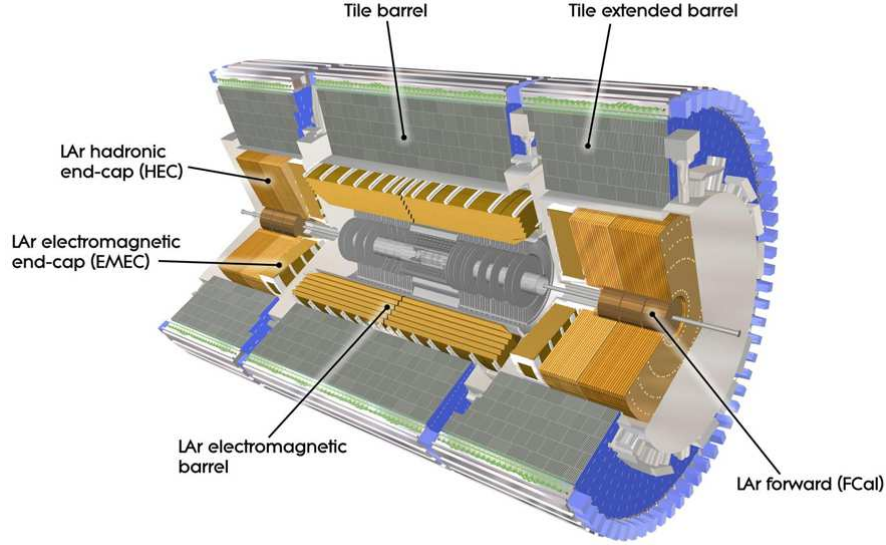


FIG. 2.16 – Représentation schématique du système de calorimétrie d'ATLAS

- La mesure de l'énergie des particules a lieu dans le système de calorimétrie de l'expérience. Au plus près du détecteur de traces, se situe le calorimètre électromagnétique, dont nous parlerons dans une partie dédiée, et qui est entouré par le calorimètre hadronique. Ce dernier est constitué d'un assemblage de tuiles scintillantes qui permettent la mesure de l'énergie du contenu hadronique des particules filles avec une résolution correcte bien que moins importante que celle du calorimètre électromagnétique. Le système de calorimètre est constitué d'un tonneau et de deux bouchons et le tout est suppléé par des calorimètres avant et arrière ce qui permet la mesure de l'énergie jusqu'à une pseudo-rapacité de 4.75, avec une résolution réduite entre 3.2 et 4.75. Du fait de la technologie utilisée, la résolution en énergie est faible en comparaison des autres détecteurs. Ce détecteur n'est pas un élément clé dans la mesure de la masse des particules qui devraient être produites et cette faible résolution ne pose pas de réel problème :

$$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\% \quad |\eta| < 3.2$$

$$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\% \quad 3.1 < |\eta| < 4.9$$

- Enfin, l'ensemble est entouré d'un spectromètre à muon afin de détecter et de mesurer l'impulsion transverse des muons qui s'échappent du détecteur. Ce système est composé d'un aimant toroïde capable de courber les trajectoires des muons. Autour se trouve un ensemble de chambres à plaques résistives dans lesquelles les muons déposent une partie de leur énergie dans le tonneau et un système de CSC (cathode strip chambers) dans des bouchons à la suite des bouchons de l'aimant toroïdal. Des parties à l'avant du détecteur sont finalement ajoutées pour détecter les muons à plus grandes rapidités. Celles-ci sont constituées de chambres à espace fin (TGC). La mesure des propriétés cinématiques de ces muons est quant à elle finalement

réalisée à l'intérieur de chacun de ces détecteurs par des MDT (Monitored drift tubes). Ici encore, du fait de l'utilisation des muons dans la mesure des masses invariantes de bosons Z , la résolution est un paramètre important du détecteur sur lequel il est nécessaire d'avoir un bon contrôle :

$$\sigma_{pt}/p_T = 10\% \text{ @ } 1\text{TeV } |\eta| < 2.7$$

Reconstruction des muons

Nous abordons dans cette partie la reconstruction des muons puisque nous étudierons des processus dans lesquels nous aurons à reconstruire des muons.

La reconstruction des jets ayant été déjà discutée au début de ce chapitre, nous ne discuterons que de la reconstruction des muons qui nous intéresse dans notre étude. N'ayant pas participé à l'étude du canal de désintégration électronique, nous ne rentrerons pas dans la discussion des méthodes de reconstruction des électrons.

Les muons sont des particules au minimum d'ionisation et ne déposent que peu d'énergie dans les différents détecteurs.

Les muons déposent de l'énergie dans le détecteur de traces, dans le calorimètre électromagnétique mais aussi le calorimètre hadronique et sont détectés aussi par le spectromètre à muons. Les dépôts dans les calorimètres ne sont pas utilisables en pratique et nous utilisons donc les informations du détecteur interne et du spectromètre à muons pour reconstruire les quantités cinématiques des muons.

Les muons sont défléchis par le champ magnétique qui règne dans le détecteur central ce qui permet la mesure de leur impulsion. Leur impulsion peut par ailleurs aussi être mesurée en utilisant le spectromètre à muons.

La mesure de l'impulsion des muons est effectuée jusqu'à $\eta < 2.5$ par le détecteur de pixels en silicium au plus près du point de collision, par le détecteur de traces situé autour du détecteur de vertex (SCT) et par le détecteur de traces à pailles (TRT) qui se situe avant le solénoïde produisant le champ magnétique de 2T.

La déflexion dans ce champ magnétique est mesurée par trois couches de chambres permettant la mesure avec précision de la dérive par les MDT situés à $|\eta| < 2$ et par deux couches de chambres MDT avec une couche de CSC situés à l'entrée du spectromètre à muons dans la région $2 \leq \eta \leq 2.7$. La détection des muons est effectuée à l'aide de trois couches de chambres à plaques résistantes (RPC) dans la région $|\eta| < 1$. Trois chambres à faible interstice (TGC) dans les bouchons situés dans la région ($1 < |\eta| < 2.4$) fournissent le système de déclenchement et permettent de mesurer la trajectoire des muons dans les parties sans champ magnétique.

Une fois que les muons ont été détectés, les dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques sont déterminés en utilisant un cône dans la direction du muon.

L'acquisition des données par le détecteur est opérée au travers d'une série de sous systèmes, qui assurent le déclenchement, la mesure du temps et le contrôle du fonctionnement des sous-détecteurs pour chaque sous-détecteur séparément. Le système de déclenchement est séparé en deux systèmes de déclenchement électroniques dénommés les niveaux 1 et 2 et d'un dernier niveau informatique qui filtre les événements en fin de chaîne. Le premier niveau de déclenchement utilise des informations de seulement quelques détecteurs afin de prendre une décision rapide en $2.5 \mu s$. A la fin de la chaîne, un événement a une taille d'environ 1.3 mégaoctets. Le choix du menu de trigger (que nous abrègerons trigger) pour une analyse est

très important car celui-ci doit refléter le contenu en particules que nous nous attendons à trouver dans les événements étudiés. Nous détaillons ce choix dans la suite.

Choix du Trigger

La décision de sélectionner les événements avec des muons est basée sur les informations en provenance des différents détecteurs que nous avons déjà détaillées.

Une présélection de la région d'intérêt est effectuée par le trigger de premier niveau (L1 trigger). Ce dernier mesure à partir du motif formé à partir des dépôts d'énergie mesurés dans le détecteur l'impulsion transverse des muons dans le détecteur.

Les informations enregistrées par le trigger de premier niveau sont ensuite analysées par le trigger de niveau supérieur. La décision finale est effectuée à partir de la décision du trigger de niveau 2 et le filtre à événements qui utilise les informations issues du trigger de niveau 1. Le trigger de niveau 2 sélectionne précisément la région où les informations d'intérêt sont situées et assure une réduction du volume initial jusqu'à un volume final entre 2 et 6% du volume de données initial.

Le filtre à événements, qui utilise des fermes de serveurs sur lesquels des algorithmes rapides analysent le flux de données, permet ensuite un taux de sortie d'environ 400 Hz.

Au niveau 2, la décision du trigger de niveau 1 est raffinée en ajoutant les informations issues du MDT. Une trace est reconstruite à partir des données issues du spectromètre à muons dans la région sélectionnée par le trigger de niveau 1.

Les paramètres de la trace issue du muon ainsi que son impulsion sont améliorés en utilisant des algorithmes d'ajustement rapides.

Une fois que les données contenues dans un événement sont pleinement accessibles, le filtre à événement assure la décision finale. La région d'intérêt définie par les niveaux 1 et 2 est alors utilisée en combinaison de l'information issue des chambres de précision. Nous remontons alors au vertex afin de déterminer les paramètres des traces au niveau du point d'interaction. A ce point nous avons alors au niveau du filtre à événement un muon qui n'utilise que l'information issue du spectromètre à muons. Nous ajoutons alors l'information sur les traces afin d'avoir toutes les informations sur les muons. Cette approche est appelée l'approche outside-in.

Une autre approche est utilisée que l'on dénomme l'information inside-out. Elle part de l'information du détecteur interne puis remonte en ajoutant les informations issues du spectromètre à muon.

L'utilisation en parallèle de ces deux algorithmes est utile pour détecter des problèmes éventuels et éviter de rejeter des événements valables à cause d'une mauvaise reconstruction.

- La mesure de la luminosité est réalisée indépendamment du LHC par l'expérience. Cette mesure est réalisée à l'aide de deux détecteurs situés très à l'avant du détecteur. Le premier détecteur est le détecteur LUCID situé à 17 mètres du point d'interaction. Il détecte les collisions proton-proton à l'aide de détecteurs à effet Tcherenkov. A ce détecteur nous ajoutons un deuxième détecteur, ALFA situé à 240 mètres du détecteur à une distance de 1mm du faisceau.
- L'utilisation d'ions de plombs exigeant des précautions particulières afin de mesurer la centralité des faisceaux, cette mesure est réalisée par un dernier détecteur situé à 140m du point d'interaction à l'endroit où le tuyau contenant les faisceaux se divise en deux.

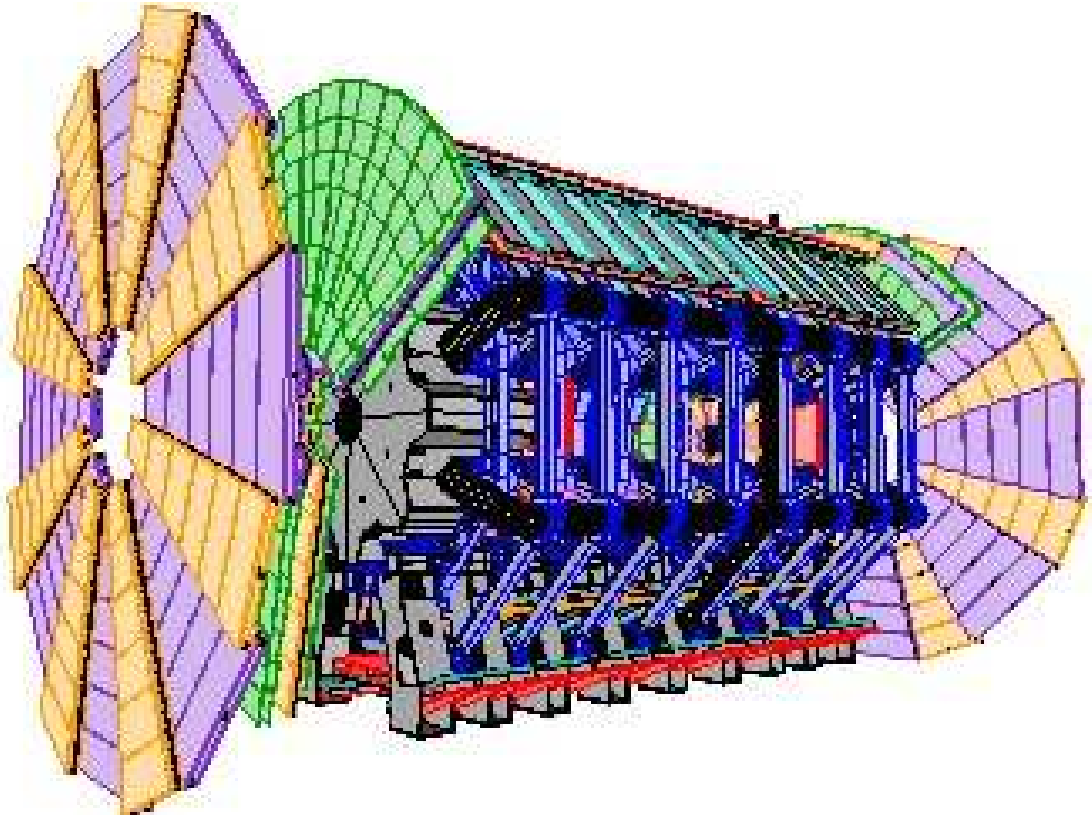


FIG. 2.17 – Représentation schématique du spectromètre à muons.

2.5.5 Calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique permet la mesure de l'énergie de la fraction électromagnétique des particules produites lors des collisions ou des désintégrations des particules les plus massives. Dès lors, le calorimètre électromagnétique est un sous-détecteur essentiel de l'expérience ATLAS et il est important d'avoir un bon contrôle de ses propriétés. De nombreuses particules telles que le boson de Higgs mais aussi les bosons Z' et W' , présentent des états finaux avec des électrons et des photons. Leur détection et la mesure de leurs propriétés cinématiques requièrent un système permettant l'identification et la mesure correcte des propriétés cinématiques de ces particules filles. Par leur mesure, il est ensuite possible de reconstruire le spectre de masse invariante des particules qui se sont désintégrées en électrons et muons afin de les détecter dans le cas d'un excès inattendu autour d'une masse donnée. Les propriétés indispensables de ce détecteur sont une très bonne résolution énergétique et angulaire et une bonne séparation électron-pion ou photon-pion. Naturellement, ce détecteur étant un élément central pour l'ensemble des analyses de physique, il est aussi nécessaire que l'on garde une bonne maîtrise des différents bruits détecteur qui pourraient être présents dans ce détecteur. Une partie sera dédiée à l'étude de ces bruits et à la présentation de méthodes développées pour détecter les excès de bruits dans le détecteur et ainsi les supprimer lors des analyses.

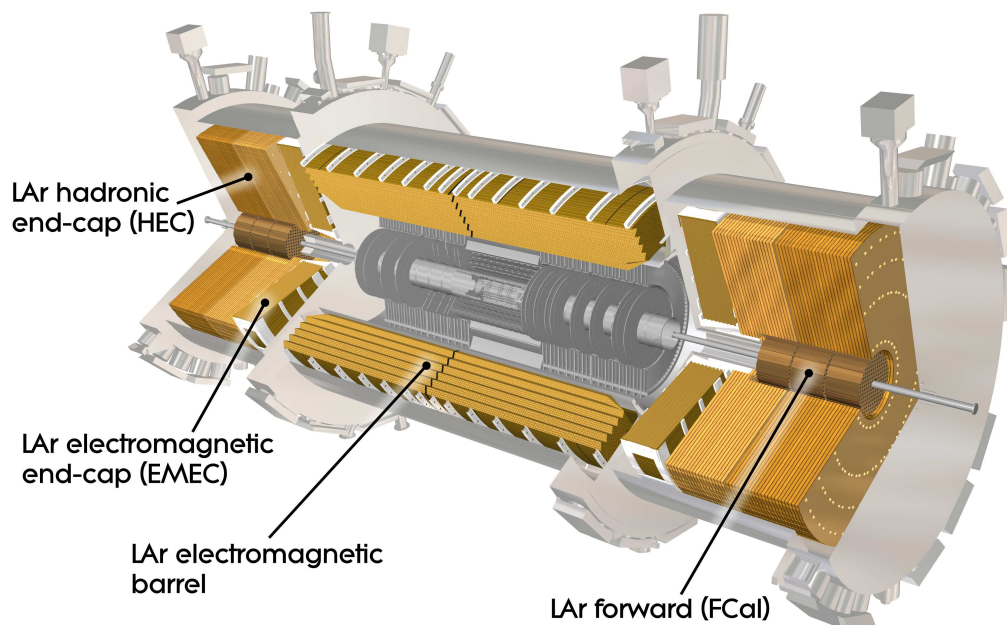


FIG. 2.18 – Vue schématique du calorimètre électromagnétique. Sur ce schéma, sont présents le tonneau à $\eta < 1.475$, et les bouchons à $\eta < 3.2$, le détecteur à l'avant d'ATLAS et les bouchons du calorimètre hadronique qui utilisent eux aussi la technologie à argon liquide.

2.5.6 Architecture

Le système de calorimétrie d'ATLAS est composé d'une série de détecteurs avec une couverture le long du faisceau allant jusqu'à $\eta=4.9$ et une couverture et une symétrie angulaire autour du faisceau de 2π . Le calorimètre électromagnétique, situé autour des détecteurs de traces, est constitué d'un tonneau dans sa partie centrale ($0 < |\eta| < 1.475$) et de deux bouchons à plus grande pseudo-rapacité ($|\eta| < 3.2$). Le calorimètre électromagnétique est suppléé par le calorimètre à l'avant pour permettre d'atteindre les plus grandes pseudo-rapidités.

La collaboration a choisi d'utiliser la technologie LAr (Liquid Argon) que nous nous proposons de décrire dans cette section.

Cette technologie est très basique mais permet d'avoir de bonnes performances, en particulier une bonne résolution sur laquelle nous reviendrons par la suite. Essentiellement, pour permettre la mesure de l'énergie des particules qui entrent dans le détecteur, celles-ci doivent interagir afin de produire une gerbe d'électrons moins énergétiques qui sont ensuite acheminées vers des électrodes afin de mesurer une tension et un courant auxquels nous faisons correspondre une énergie et un facteur de qualité caractéristique de la forme temporelle du signal lors d'une étape de calibration

initiale.

Afin de couvrir l'intervalle de 2π autour du faisceau, le détecteur est constitué de couches de détecteurs avec une structure en accordéon ce qui permet d'avoir une résolution uniforme en ϕ et le minimum d'espace vide entre les différents blocs.

Le calorimètre est séparé en trois couches avec une couche supplémentaire dans le but de corriger la mesure de l'énergie. La première couche est finement segmentée, pour permettre une bonne résolution angulaire et mesure avec précision la position des dépôts dans le détecteur. La seconde couche présente une granularité un peu plus grossière et est essentiellement dédiée à la collection d'une plus large fraction de l'énergie déposée par les gerbes. La dernière couche est moins segmentée car son but est de mesurer la fraction restante de la queue des gerbes et n'est pas cruciale pour la mesure de la position des gerbes. Par ailleurs la segmentation du calorimètre varie aussi en η . Ceci peut être vu dans le tableau 3.1 qui présente la taille des cellules en fonction de η et de la profondeur dans les différents sous-détecteurs.

La figure 3.7 du chapitre 3 présente une représentation schématique d'une tour calorimétrique où l'on peut observer cette segmentation.

Une cellule calorimétrique est constituée d'un assortiment de couches d'absorbeurs de plomb sur la surface desquelles sont collées par une fibre de verre imprégnée de résine deux feuilles d'acier inoxydable.

Dans l'espace entre les absorbeurs, se situent les électrodes qui sont formées de trois couches conductrices en cuivre séparées par des couches isolantes en polyimide. Les couches extérieures sont au potentiel maximal tandis que la couche intérieure est utilisée pour la lecture du signal. Par ailleurs ces électrodes baignent dans l'argon liquide qui remplit complètement l'espace entre les absorbeurs.

Les absorbeurs sont ensuite assemblés pour permettre la segmentation appropriée en ϕ .

Les électrodes sont positionnées à l'intérieur des absorbeurs en utilisant des espaceurs avec une géométrie en nids d'abeille.

Le tonneau du calorimètre d'ATLAS est constitué de 1024 absorbeurs tandis que les bouchons sont constitués de 768 absorbeurs dans la roue externe et de 256 dans la roue interne.

2.6 Présentation rapide des expériences ALICE, CMS et LHCb

Les trois autres expériences majeures présentes au LHC ont chacune un agencement propre qui est adapté aux types de physique que celles-ci s'attachent à étudier. L'expérience CMS étant une expérience généraliste, un agencement proche de celui adopté par l'expérience ATLAS est le plus adapté. L'expérience ALICE souhaite détecter l'existence du plasma de quarks et de gluons et étudier ses propriétés. Par ailleurs la collaboration analyse aussi les propriétés du charmonium. Ainsi le détecteur a un agencement approximativement symétrique autour du point d'interaction et sera essentiellement sensible aux signatures comme les jets et les désintégrations du charmonium. En revanche l'expérience LHCb qui étudie les hadrons contenant un quark b ou un quark charmé qui se désintègrent selon des règles de sélection qui allongent leur temps de vie et sont majoritairement produits vers l'avant a un agencement qui favorise l'étude des particules boostées vers l'avant.

L'expérience CMS

L'expérience CMS, Compact Muon Solenoid, Solénoïde Compact à Muons, est tout comme ATLAS une expérience généraliste dont le but est d'étudier le Modèle Standard de la physique des particules mais aussi de rechercher l'existence d'une physique au delà de ce modèle.

La technologie utilisée dans CMS est très différente de celle utilisée par ATLAS mais l'agencement des différents détecteurs est assez similaire pour les raisons citées plus haut.

Le détecteur CMS est un détecteur compact très lourd puisque sa masse est de environ 13000 tonnes soit à peu près deux fois la masse du détecteur ATLAS qui pèse 7000 tonnes.

Contrairement à ATLAS, l'ensemble du système de reconstruction de traces et de calorimétrie est contenu au sein d'un solénoïde créant un champ magnétique de 4 T dans le but de courber les traces des particules chargées.

On retrouve les mêmes éléments que dans l'expérience ATLAS, un détecteur de pixel pour mesurer la position des vertex puis un détecteur de traces en silicium qui permet de mesurer l'impulsion des particules chargées.

Vient ensuite le système de calorimétrie constitué d'un calorimètre électromagnétique puis d'un calorimètre hadronique. Un système de pré-échantillonneur est placé avant le calorimètre électromagnétique dans le but de corriger l'énergie des particules qui interagissent avec le détecteur. Ce système de calorimétrie est basé sur l'utilisation de cristaux de $PbWO_4$ qui procure à l'expérience une excellente résolution en énergie : $R = \frac{155 \text{ MeV}}{E} \oplus \frac{2.7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.55\%$. Cette technologie en revanche a l'inconvénient de perdre en transparence à cause du flux de particules qui interagissent avec le détecteur. L'intervalle en pseudo-rapacité couvert par ce détecteur s'étend jusqu'à $|\eta| < 3.0$. Il est possible de mesurer les impulsions des particules jusqu'à 5.0 grâce à un calorimètre en fer/fibres de quartz.

A l'avant du détecteur interne se trouvent les deux détecteurs avant qui ont pour but de permettre la mesure de l'énergie transverse des particules qui sont alignées avec le faisceau et ainsi fournir une ouverture angulaire maximale.

Comme son nom l'indique, l'élément qui devait jouer le rôle central de l'expérience est le détecteur de muons qui prend la place la plus importante dans le détecteur de CMS et englobe tout le détecteur. Ce détecteur, situé autour du solénoïde est capable de mesurer les propriétés cinématiques des muons sur l'intervalle complet du LHC. Il utilise un système de détecteurs à gaz.

Après plusieurs années de fonctionnement, il convient de modérer un peu cette observation et finalement l'élément désormais central de l'expérience est le détecteur de trace en silicium combiné au ECAL qui présentent ensemble de meilleures performance que le système d'ATLAS tandis que le spectromètre à muons d'ATLAS est plus performant.

La segmentation fine de ce détecteur rend possible le suivi du flux de particules et la détection des particules ainsi que leur rejet est facilité par rapport à une expérience sans cette technologie.

L'expérience ALICE

L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est une expérience conçue pour l'étude du plasma de quark et gluons. Cette expérience étudie les propriétés de la matière hadronique à hauts transferts d'impulsion et tente de comprendre des aspects de la QCD tels que le confinement ou encore la génération de la masse des hadrons.

La figure 2.19 présente le schéma du détecteur utilisé par l'expérience. Nous ne rentrerons pas plus dans les détails de cette expérience.

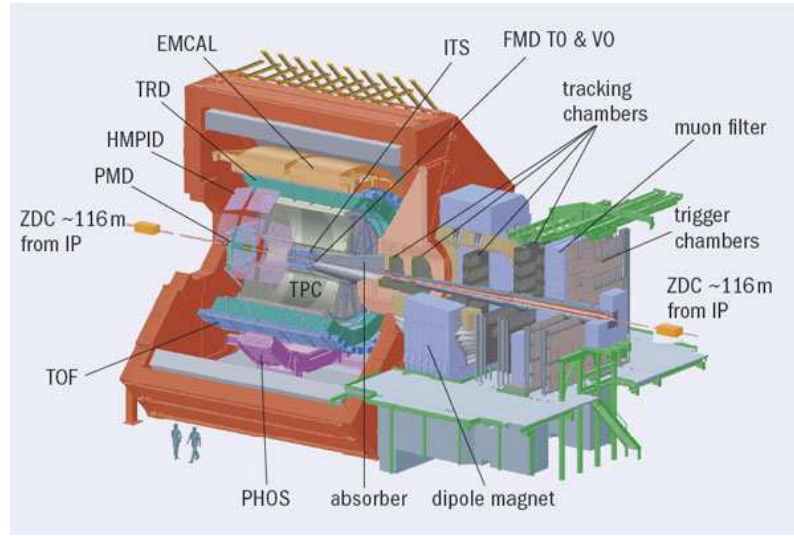


FIG. 2.19 – Schéma du détecteur utilisé par l'expérience ALICE

L'expérience LHCb

L'expérience LHCb a été développée dans le but d'étudier la violation de CP et de mesurer l'angle γ qui est le dernier paramètre essentiel dans la mesure de cette violation à n'avoir pas été mesuré avec précision. Par ailleurs cette expérience tente d'observer des désintégrations rares de quarks b et c. Ces quarks sont produits en paires quark-antiquark principalement à l'avant, donc à grandes pseudo-rapidités. Le détecteur exploite cette propriété et est constitué d'un spectromètre à un seul bras mesurant les émissions vers l'avant de particules. Un champ magnétique permet de courber les trajectoires des particules pour les observer dans le spectromètre.

La figure 2.20 présente le schéma de ce détecteur.

Nous ne rentrerons pas plus dans les détails de ce détecteur et de cette expérience.

2.7 Conclusion

Nous venons de présenter les caractéristiques techniques du LHC et du détecteur de l'expérience ATLAS.

Le LHC a été conçu pour permettre des collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse des collisions de 14 TeV et une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ dans son régime nominal.

Deux régimes de fonctionnement ont pour le moment été atteints, et les collisions ont eu lieu à une énergie dans le centre de masse des protons de 7 TeV et 8 TeV avec une luminosité maximale de $7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. A cette luminosité nominale jusque 35 collisions avaient lieu par croisement de faisceau.

Quatre expériences, ATLAS, CMS, LHCb et ALICE, utilisent le pouvoir de production du LHC pour étudier les propriétés de la matière à l'échelle de brisure électrofaible.

L'expérience LHCb permet l'étude de la violation de CP dans le secteur faible et ALICE permet l'étude du plasma de quark-gluon observé en 2010.

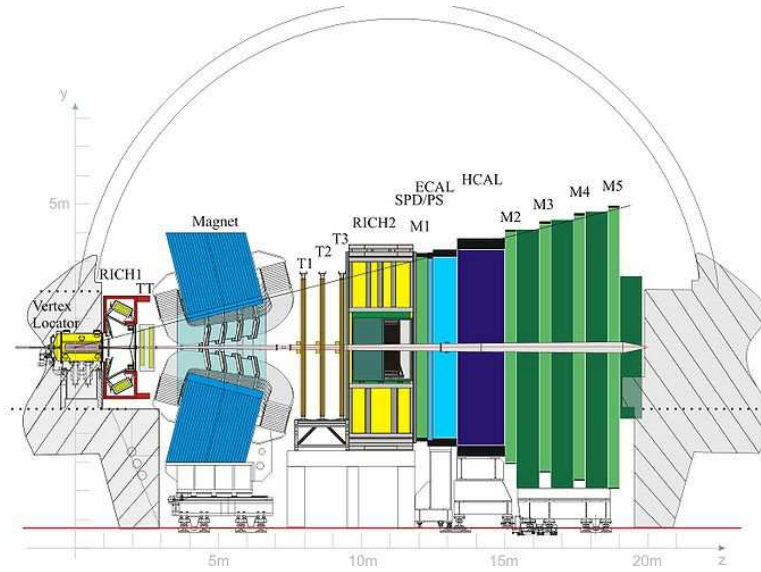


FIG. 2.20 – Schéma du détecteur utilisé par l'expérience LHCb.

Les expériences ATLAS et CMS sont des expériences généralistes conçues pour la découverte de nouvelles particules générées par les modèles physiques existant à l'échelle de brisure électrofaible.

Ces deux expériences se sont distinguées en 2012 avec la découverte du boson de Higgs responsable du mécanisme de brisure électrofaible.

Les analyses présentées dans la suite ont été réalisées dans le cadre de l'expérience ATLAS.

Elles bénéficient de la qualité générale de ce détecteur, c'est à dire un détecteur de vertex permettant la séparation entre les événements ayant lieu en condition d'empilement nominale, un système de reconstruction de traces permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées, un système de calorimétrie électromagnétique permettant la mesure de l'énergie de la fraction électromagnétique et une bonne reconstruction de la masse invariante des bosons Z , un calorimètre hadronique permettant l'étude des composantes hadroniques et un spectromètre à muon externe permettant l'observation des muons.

Chapitre 3

Développement de méthodes de réjection pour la suppression de bruits de fond dans le calorimètre électromagnétique ATLAS

Les événements extrêmes sont très sensibles aux mauvais calculs, avec généralement une sous-estimation et plus rarement une sur-estimation.

Nassim Nicholas TALEB

3.1 Introduction

Le calorimètre électromagnétique a, comme nous l'avons déjà présenté dans la partie précédente, été conçu dans le but de reconstruire l'énergie des gerbes électromagnétiques produites par les particules chargées qui interagissent avec ce détecteur. Afin de caractériser une mesure d'énergie, deux paramètres doivent être définis au préalable.

D'un côté, il est nécessaire de remonter depuis le signal électrique émis à l'énergie de la gerbe et plus précisément à la valeur centrale mesurée par le détecteur, appelons la E_0 . De l'autre toute mesure d'énergie est influencée par la résolution du détecteur, dénommons la σ_{E_0} , qui élargit la distribution de l'énergie et fait que l'énergie mesurée peut s'écarter de l'énergie réellement déposée dans le détecteur.

Ces deux paramètres sont des paramètres intrinsèques de tout détecteur.

Un détecteur parfait aurait une résolution infinie et la mesure de l'énergie serait toujours égale à l'énergie déposée.

Dans la réalité un détecteur a toujours une résolution finie et cette donnée doit être connue afin de corriger ensuite l'erreur que l'on commet sur la mesure de notre énergie dans la mesure finale. Il subsistera alors une erreur si la résolution est mal prise en compte lors de la comparaison entre simulations et données.

Lorsqu'une gerbe se développe dans notre détecteur (voir 3.1), un signal électrique est produit. Il est ensuite nécessaire d'associer à ce signal électrique une valeur de l'énergie afin de mesurer les

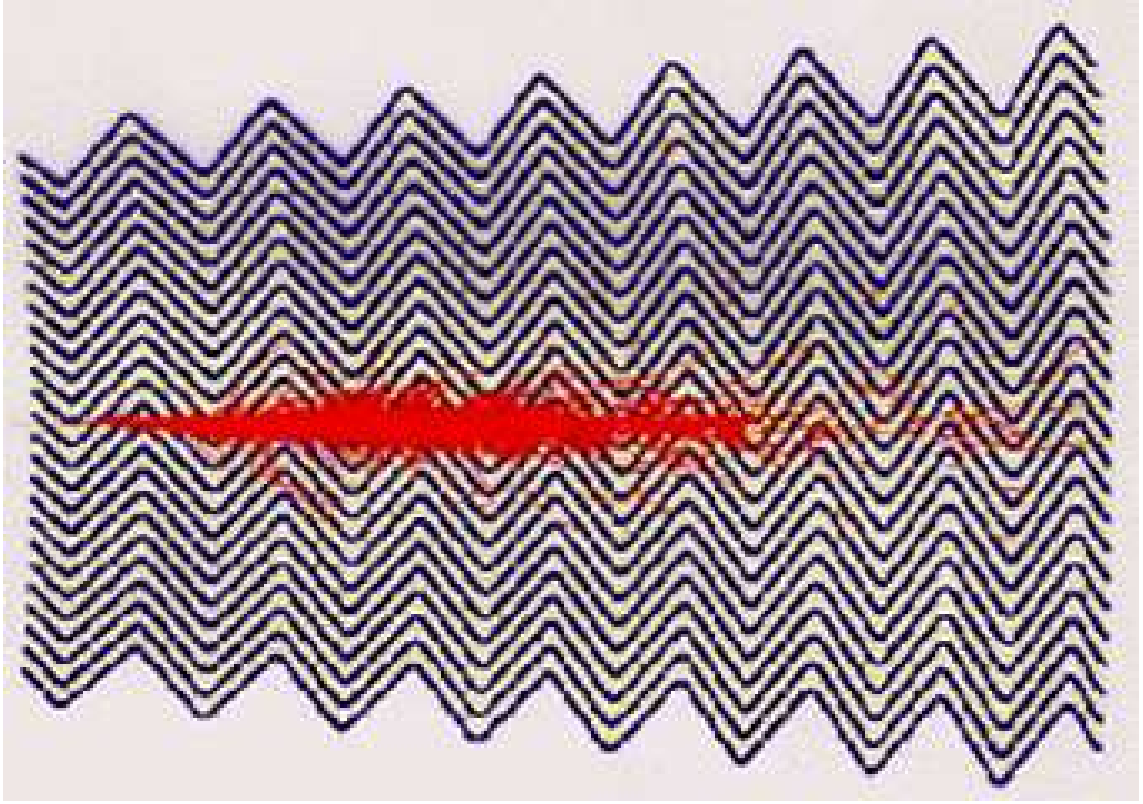


FIG. 3.1 – Gerbe électromagnétique dans une cellule du calorimètre électromagnétique d’ATLAS (figure extraite de [2]).

propriétés cinématiques des particules détectées.

En pratique, cette calibration est réalisée de deux manières différentes.

- Lors des test en faisceau, cette calibration est réalisée en mesurant le signal électrique produit lorsque des particules d’énergie connue interagissent avec notre détecteur. On obtient alors une fonction qui nous permet d’associer à chaque valeur de notre signal électrique une valeur de l’énergie.
- Lorsque l’on est dans la phase de prise de données, il n’est pas possible d’utiliser des particules avec une énergie connue puisque par définition nous ne connaissons pas l’énergie des particules qui entrent dans notre détecteur. Pour cette raison, un circuit électrique secondaire d’étalonnage a été installé pour chaque cellule. Ce circuit secondaire permet de générer une impulsion électrique qui est ensuite mesurée au niveau des électrodes du circuit primaire dans le but de reconstruire la forme de ce signal.

Le signal électrique mesuré doit avoir, en principe, en fin de chaîne la forme présentée sur la figure 3.3. Le signal en sortie de cellule, en condition normale de prise de données, est un signal triangulaire comme nous le voyons sur la figure 3.2. Il n’est pas possible de produire un tel signal de manière électronique et nous avons recours à l’utilisation d’une exponentielle décroissante pour

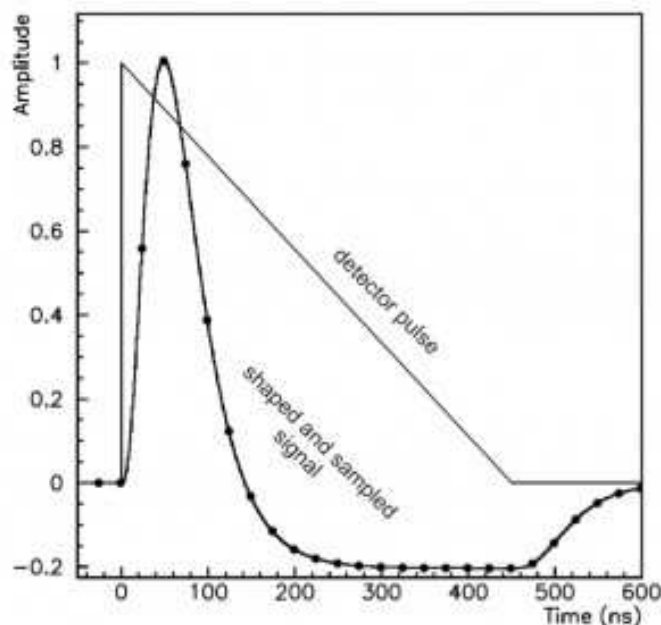


FIG. 3.2 – Représentation du signal triangulaire en sortie d’une cellule du calorimètre électromagnétique d’ATLAS et du signal reconstruit en sortie de la chaîne électronique.

simuler le signal d’entrée. Le signal reconstruit a alors la forme de la courbe pleine sur la figure 3.3. L’intégrale de cette courbe est identique à celle de la courbe en pointillés mais la principale difficulté réside dans la mesure de l’amplitude du pic qui permet de remonter à l’énergie déposée dans la cellule et qui est sous-estimée par rapport à l’amplitude d’un signal réel.

Du fait du fort bruit d’empilement auquel est confronté ATLAS, un signal triangulaire n’est pas le plus approprié pour diminuer celui-ci.

C’est pourquoi l’électronique de lecture doit transformer le signal triangulaire comme présenté en figure 3.3.

Plusieurs étapes sont donc nécessaires pour aboutir à ce signal final. La figure 3.4 représente la chaîne électronique utilisée pour remonter du signal initial à l’énergie finale en passant par l’étape de sélection des événements par le système de déclenchement.

Dans un premier temps, le signal mesuré au niveau de l’électrode située dans la partie basse de la figure est amplifié ce qui permet de réduire l’influence du bruit électronique en aval de la chaîne électronique.

Le signal est ensuite mis en forme en utilisant un filtre bipolaire (les shapers de la figure 3.4). Cette étape est fondamentale pour la minimisation des effets du bruit d’empilement. Suite à celle-ci, nous obtenons le signal 3.3. La courbe a la propriété d’être séparée en deux parties d’intégrale identique en valeur absolue mais dont la somme vaut 0.

Ce signal est ensuite de nouveau amplifié en utilisant trois gains différents (afin de s’adapter à la gamme dynamique des ADC), puis échantillonné et numérisé dans le cas où l’évènement serait accepté par le système de déclenchement.

La mesure de l’énergie déposée est ensuite définie en mesurant la hauteur du pic au niveau du

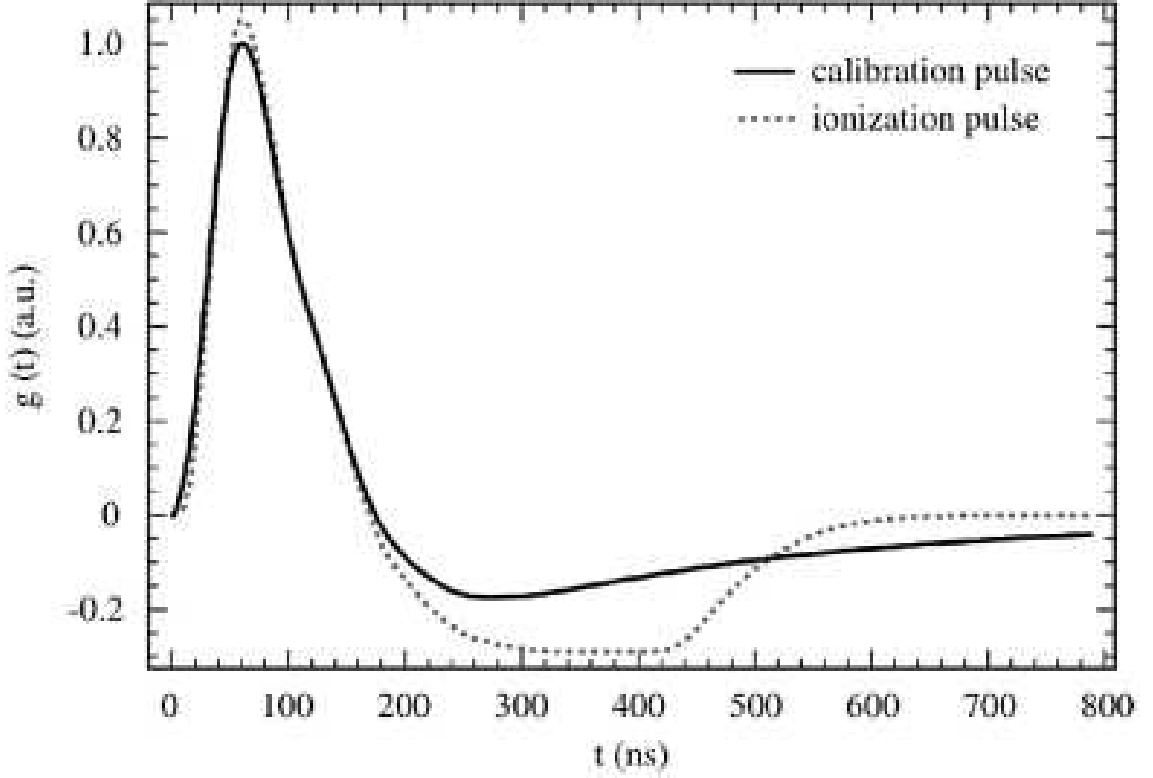


FIG. 3.3 – Forme du pic d’ionisation et du pic de calibration en fonctionnement normal dans le calorimètre électromagnétique d’ATLAS (figure extraite de [3]).

ROD (Read-Out-Driver).

Si l’on prend en compte toutes ces étapes, la formule décrivant l’obtention de l’énergie depuis le signal mesuré sur l’électrode est :

$$E_{cell} = F_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot \frac{1}{\frac{M_{phys}}{M_{call}}} \sum_{i=1}^{M_{ramps}} R_i \left[\sum_{j=1}^{N_{samples}} a_j (s_j - p) \right]^i \quad (3.1.1)$$

Dans cette formule p représente le piédestal¹, s_j est le nombre de signaux d’ADC mesuré pour l’échantillon j donnant l’amplitude du pic, a_j est donné par la méthode du filtrage optimal que nous présentons rapidement dans la suite, R représente le facteur de conversion entre les ADC et le DAC, le terme M_{phys}/M_{cal} est un facteur de correction correspondant à la différence entre la calibration électronique et la calibration physique (voir la figure 3.5 pour un exemple dans la roue externe (bouchon) du calorimètre électromagnétique) tandis que les autres termes permettent de remonter de la valeur donnée par l’ADC à l’énergie déposée dans la cellule. La somme sur l’indice j

¹Le piédestal correspond à l’amplitude du signal que l’on mesure dans la cellule même en l’absence de dépôt énergétique.

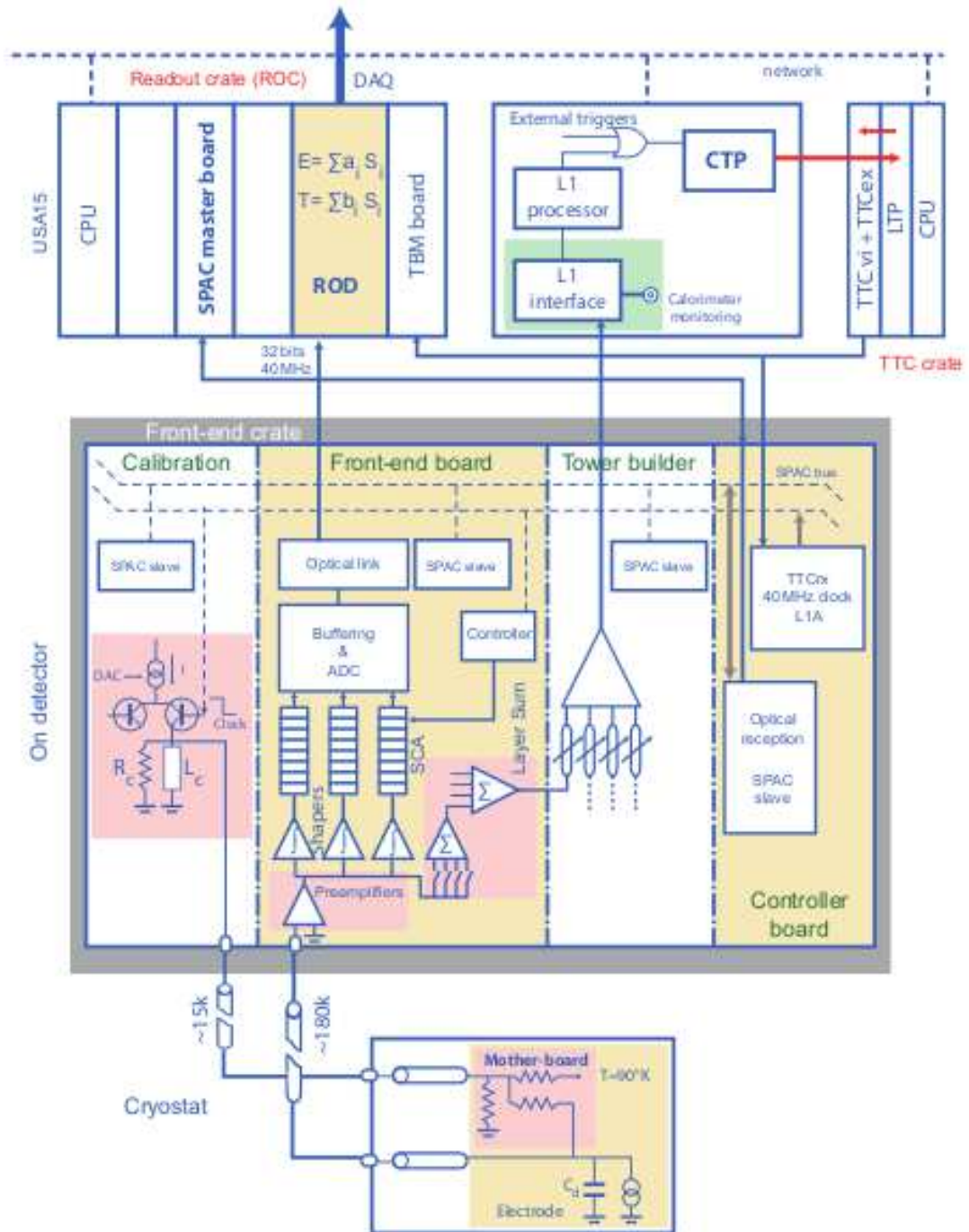


FIG. 3.4 – Représentation du circuit d'acquisition en sortie des cellules (figure extraite de [4]).

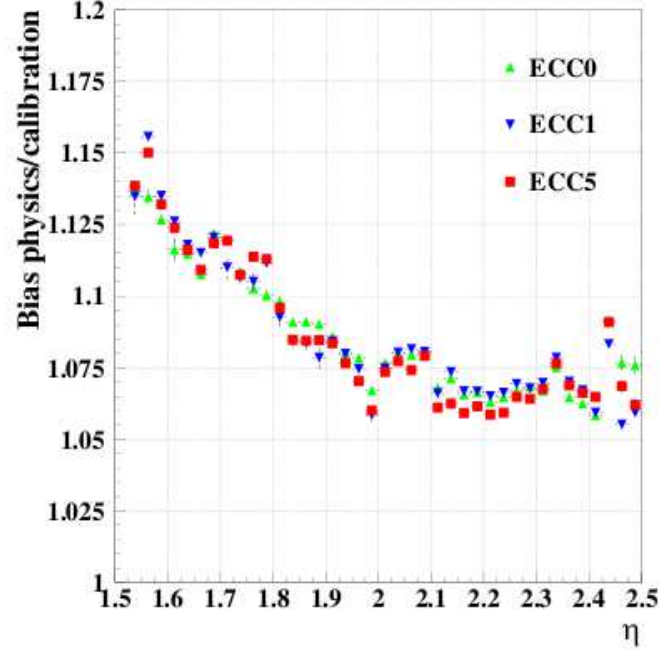


FIG. 3.5 – Exemple de rapport entre le signal de calibration et le signal de physique en fonction de η pour le sampling 2 de la roue externe du calorimètre électromagnétique (figure extraite de [5]).

correspond à la somme sur les différents échantillons extraits de la courbe 3.3, celle sur i correspond à la somme sur les différents pics.

Le filtrage optimal est une méthode permettant de remonter à l'amplitude du signal en fonction d'une série d'échantillons. L'avantage de cette méthode par rapport à des méthodes plus simples à mettre en place réside dans une dépendance vis-à-vis du bruit électronique réduite ainsi que dans une sensibilité à la position temporelle de l'échantillon par rapport au pic elle aussi réduite par rapport à d'autres méthodes plus simples. La méthode du filtrage optimal permet de remonter aux différents coefficients nécessaires pour remonter à l'énergie mais aussi pour la mesure du temps dans les cellules.

Des corrections doivent être régulièrement appliquées de sorte à toujours mesurer l'énergie correctement. Nous utilisons deux méthodes.

Afin de nous assurer que l'énergie mesurée est correcte, nous mesurons la masse invariante de bosons Z dont la masse (91.18 GeV, voir [69]) est très bien connue. On obtient une distribution de masse et nous multiplions par un terme constant la fonction ainsi obtenue afin d'ajuster le centre de cette distribution avec la valeur centrale de la masse du boson Z.

L'autre méthode consiste à simuler un signal d'énergie connue via le circuit secondaire et à mesurer son énergie afin de corriger éventuellement l'énergie déposée dans la cellule.

Plusieurs paramètres affectent en parallèle la résolution de notre détecteur et il est donc nécessaire d'avoir un bon contrôle sur ces paramètres afin d'optimiser la résolution de notre détecteur.

Lorsque qu'une gerbe se développe dans notre détecteur, de nombreux électrons et photons sont produits le long de la gerbe avec des directions différentes. Les électrons dérivent ensuite vers des électrodes sous l'effet d'un champ électrique intense afin de produire un signal électrique qui sera enregistré.

On observe sur la figure 3.1 que la gerbe a une extension spatiale et que certains électrons s'écartent significativement du centre de la gerbe. Certains électrons ne créeront donc pas un signal suffisant pour être détecté sur les électrodes sur lesquelles ils se déposent, ne seront pas associés à la bonne gerbe ou n'atteindront pas les électrodes à temps pour être pris en compte durant la mesure.

La résolution du détecteur électromagnétique diminue avec l'énergie du faisceau incident comme nous pouvons le voir sur 3.6 mais la résolution relative s'améliore.

Cette résolution est due aux fluctuations en énergie. Plusieurs effets en particulier entraînent ces fluctuations d'énergie :

- bruit électronique qui varie en $1/E$
- fluctuations d'échantillonnage qui varient en $1/\sqrt{E}$
- terme constant qui est une propriété intrinsèque du détecteur

La résolution en énergie relative est donc décrite par une fonction de la forme :

$$\sigma = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.1.2)$$

La constante a vaut 10%, b est de l'ordre de 100 MeV et c de l'ordre de 1%. La différence avec la valeur de c présentée sur la figure 3.6 s'explique par le fait que le terme sur la figure est un terme local tandis que le c qui apparaît dans la fonction précédente est un terme global prenant en compte les inhomogénéités du détecteur.

Nous nous proposons dans la suite de présenter d'autres effets qui affectent la mesure des propriétés cinématiques des particules qui se déposent dans le calorimètre électromagnétique. Certains de ces effets sont particulièrement problématiques et des techniques algorithmiques doivent alors être développées pour détecter et rejeter les cellules du détecteur affectées, ou même rejeter les événements problématiques.

Nous nous intéresserons uniquement aux bruits de fond détecteur. Des émissions de particules peu énergétiques, mais aussi les effets d'empilement (en ou hors coïncidence avec une collision) affectent la résolution du détecteur. Ces effets nécessitent des méthodes dédiées dans le but de les éliminer et la discussion complète des méthodes utilisées pour corriger ces effets sort du cadre de ce chapitre.

Dans une première partie nous présenterons les différents problèmes affectant le calorimètre électromagnétique. Nous présenterons ensuite plusieurs méthodes ayant été initialement utilisées pour rejeter ces bruits de fond ainsi que les raisons qui nous ont poussés à chercher à développer ces méthodes alternatives. Nous présenterons finalement les méthodes que nous avons développées. Ces méthodes ne sont pas encore utilisées dans le cadre de l'expérience mais nous espérons qu'une étude plus approfondie de leurs performances rendra possible leur systématisation au moment de la reprise des collisions.

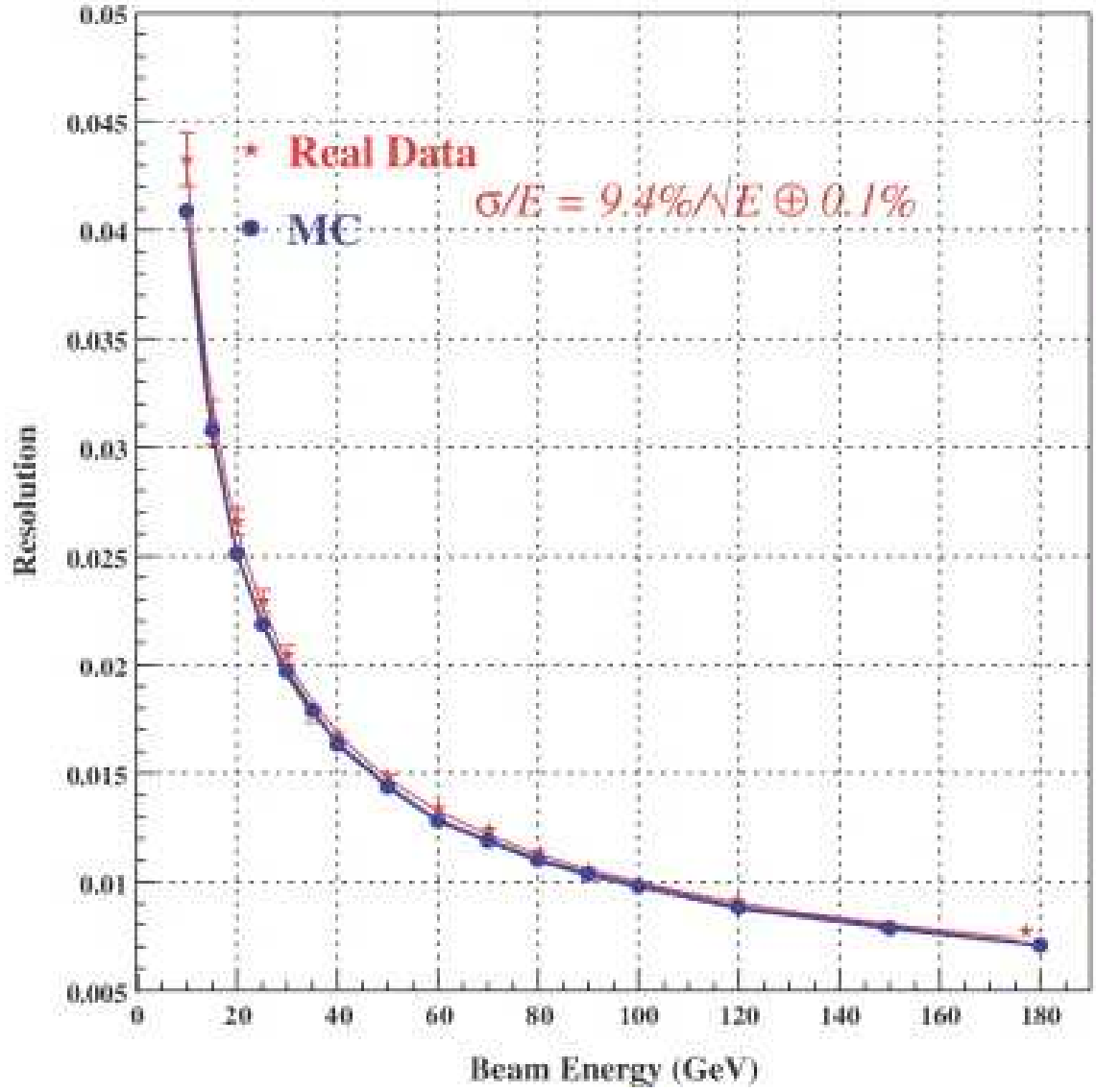


FIG. 3.6 – Evolution de la résolution avec l'énergie des faisceaux incidents interagissant avec le détecteur lors de phase de calibration du détecteur (figure extraite de [6]).

3.2. DESCRIPTION D'UNE CELLULE DU CALORIMÈTRE ET DE LA CHAÎNE D'ACQUISITION DES DONNÉES

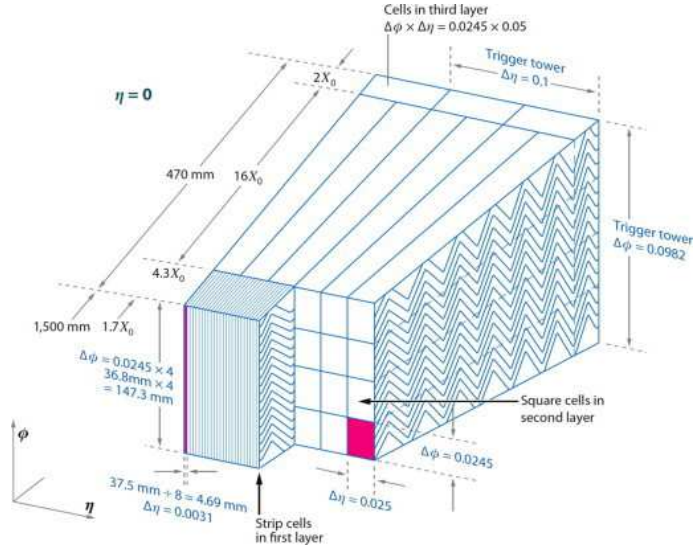


FIG. 3.7 – Schéma représentant une tour du trigger dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS avec des cellules des premières et secondes couches du calorimètre (figure extraite de [7])

3.2 Description d'une cellule du calorimètre et de la chaîne d'acquisition des données

Avant de débiter notre discussion sur les principaux bruits de fonds présents dans le détecteur ATLAS, nous désirons passer en revue les propriétés des cellules du calorimètre et la façon dont celles-ci sont calculées. Nous décrirons, dans cette partie, les quantités qui sont mesurées au niveau de la cellule, ce qu'elles représentent et comment elles ont été calculées. Nous passerons un peu de temps pour décrire le système d'acquisition des données et ceci nous permettra de comprendre quels phénomènes peuvent entraîner la présence de tels bruits de fond dans notre détecteur.

3.2.1 Quantités mesurables et propriétés des cellules du calorimètre électromagnétique

Une cellule du calorimètre est le plus petit objet que l'on puisse utiliser dans une analyse. Tous les objets sont ensuite construits autour de cette notion de cellule. Cette cellule peut être vue comme l'analogue d'une cellule rétinienne dans notre oeil. En effet tout comme elle, une cellule du calorimètre recueille un signal qui provient de l'interaction de particules énergétiques (dans notre oeil ce seraient des photons) avec le milieu du détecteur. Dans le cas du détecteur électromagnétique, cette interaction produit une gerbe d'électrons et de photons, les électrons dérivant ensuite sous l'effet d'un champ électrique vers des électrodes qui recueillent un signal électrique pendant un certain intervalle de temps. Une cellule est donc un empilement de couches d'électrodes qui recueillent le signal, de plaques de plomb et d'argon liquide.

3.2.2 Identification d'une cellule et dimensions

Dans le détecteur, chaque cellule est bien identifiée, un identifiant unique lui étant attribué. Par ailleurs sa position est repérable par sa pseudo-rapacité η , sa position angulaire ϕ mais aussi par sa position dans une des trois couches du détecteur ou dans le pré-échantillonneur.

Plusieurs propriétés de ces cellules sont présentées sur 3.7. La longueur X_0 indiquée sur notre schéma représente la longueur de radiation. Cette longueur représente la longueur nécessaire pour qu'un électron ait perdu 67% de son énergie sous forme de radiation. Les tailles de plusieurs cellules en terme de $\eta \times \phi$ sont aussi indiquées. Ces tailles dépendent de la position dans le détecteur (η, ϕ , profondeur), nous les énumérons dans le tableau 3.1.

Chaque cellule est associée à plusieurs circuits électroniques qui permettent de réaliser la calibration, la mesure des signaux et la reconstruction des quantités cinématiques.

Chaque cellule est donc finalement identifiée par son identifiant, sa position en η , ϕ , la couche dans laquelle elle se situe mais aussi grâce aux circuits électroniques auxquels elle est attachée.

Nous nous concentrerons dans la suite à la reconstruction des signaux dans les cellules de manière à définir les quantités qui seront utilisées dans la suite de notre discussion.

Reconstruction de l'énergie dans les cellules du calorimètre électromagnétique

Comme nous l'avons déjà évoqué, le signal réellement recueilli au niveau d'une cellule est un signal électrique au préalable échantillonné en temps auquel nous voulons associer l'énergie déposée dans cette cellule.

Nous avons déjà présenté la chaîne de reconstruction de l'énergie mais plusieurs autres termes utilisés pour la réjection des bruits de fond détecteur doivent aussi être utilisés.

Comme nous le précisons au début de ce chapitre, les courbes sont échantillonnées en temps et pour chaque échantillon d'intervalle de temps défini, nous mesurons l'amplitude du signal. Nous appellerons s_i ces valeurs d'amplitude ADC du signal pour l'échantillon i . Par ailleurs les valeurs de l'énergie et du temps sont obtenus en ajustant les paramètres a_i et b_i du filtrage optimal que nous avons déjà précisé dans le paragraphe décrivant la mesure de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique.

Nous définissons alors l'énergie déposée dans la cellule :

$$E = \sum_{i=1}^n a_i (s_i - ped) \quad (3.2.3)$$

ainsi que le temps associé à cette cellule :

$$E\tau = \sum_{i=1}^n b_i (s_i - ped) \quad (3.2.4)$$

Le terme ped apparaissant dans les deux formules précédentes réfère au piédestal qui dépend de chaque cellule et correspond à une énergie résiduelle que l'on mesure naturellement dans nos cellules.

Il est possible de contrôler la qualité du signal mesuré dans la cellule en utilisant le signal d'ionisation échantillonné. On construit alors un estimateur que l'on appelle le facteur de qualité qui est un χ^2 simplifié qui est défini par la formule suivante :

$$Q = \sum_{i=1}^n (s_i^{\text{mesuré}} - s^{\text{prédit}})^2 \quad (3.2.5)$$

3.2. DESCRIPTION D'UNE CELLULE DU CALORIMÈTRE ET DE LA
CHAÎNE D'ACQUISITION DES DONNÉES

		Barrel	End-cap	
EM calorimeter				
Number of layers and $ \eta $ coverage				
Presampler	1	$ \eta < 1.52$	1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter	3	$ \eta < 1.35$	2	$1.375 < \eta < 1.5$
	2	$1.35 < \eta < 1.475$	3	$1.5 < \eta < 2.5$
			2	$2.5 < \eta < 3.2$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$ versus $ \eta $				
Presampler	0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta < 1.40$	0.050×0.1	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \eta < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 < \eta < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 < \eta < 2.4$
			0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimeter 2nd layer	0.025×0.025	$ \eta < 1.40$	0.050×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimeter 3rd layer	0.050×0.025	$ \eta < 1.35$	0.050×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$
Number of readout channels				
Presampler	7808		1536 (both sides)	
Calorimeter	101760		62208 (both sides)	
LAr hadronic end-cap				
$ \eta $ coverage			$1.5 < \eta < 3.2$	
Number of layers			4	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$			0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$
			0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$
Readout channels			5632 (both sides)	
LAr forward calorimeter				
$ \eta $ coverage			$3.1 < \eta < 4.9$	
Number of layers			3	
Granularity $\Delta x \times \Delta y$ (cm)			FCal1: 3.0×2.6	$3.15 < \eta < 4.30$
			FCal1: \sim four times finer	$3.10 < \eta < 3.15,$ $4.30 < \eta < 4.83$
			FCal2: 3.3×4.2	$3.24 < \eta < 4.50$
			FCal2: \sim four times finer	$3.20 < \eta < 3.24,$ $4.50 < \eta < 4.81$
			FCal3: 5.4×4.7	$3.32 < \eta < 4.60$
			FCal3: \sim four times finer	$3.29 < \eta < 3.32,$ $4.60 < \eta < 4.75$
Readout channels			3524 (both sides)	
Scintillator tile calorimeter				
	Barrel		Extended barrel	
$ \eta $ coverage	$ \eta < 1.0$		$0.8 < \eta < 1.7$	
Number of layers	3		3	
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1×0.1		0.1×0.1	
	Last layer 0.2×0.1		0.2×0.1	
Readout channels	5760		4092 (both sides)	

TAB. 3.1 – Tailles des différentes cellules dans le calorimètre électromagnétique en fonction de leur position dans le détecteur, valeurs extraites de [7]

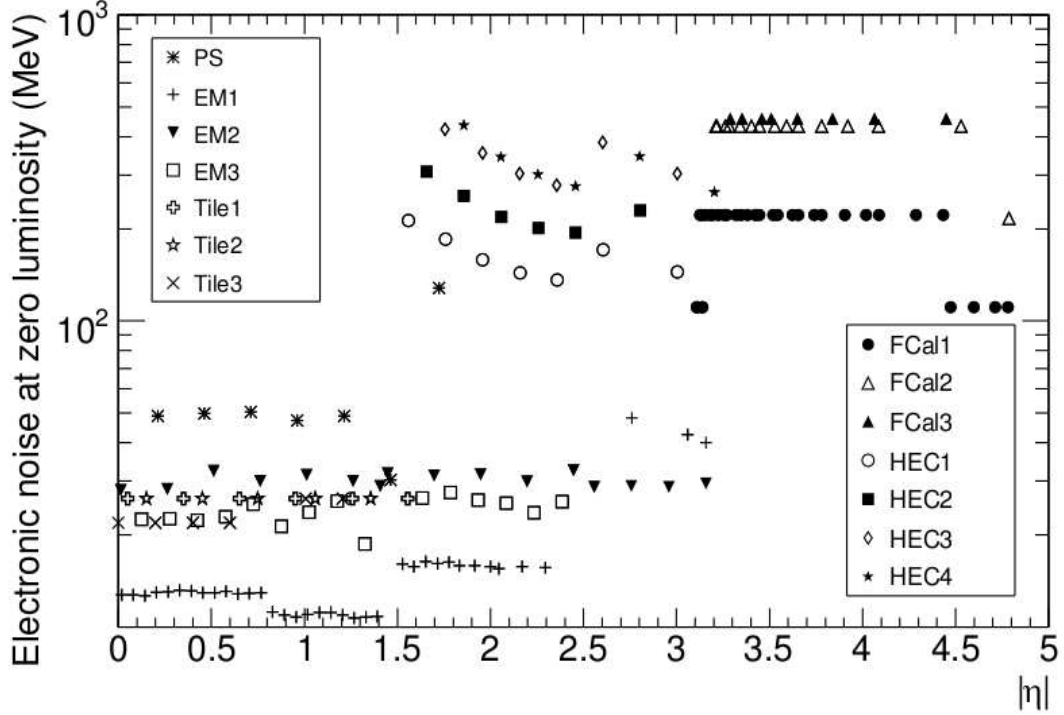


FIG. 3.8 – Bruit électronique en l'absence de collision en fonction de η pour chaque détecteur et couche du calorimètre d'ATLAS (figure issue de [7])

où $s^{\text{prédit}}$ est la forme du signal utilisé pour reconstruire l'énergie dans la cellule.

Finalement, la sélection des cellules que l'on utilise dans chaque événement afin de décider si l'événement doit être écarté ou non repose sur la mesure du rapport (énergie)/(bruit électronique) mesuré en l'absence de signal comme nous le présentons sur la figure 3.8.

3.3 Présentation des différents bruits de fond et de leurs effets

Nous nous proposons dans cette partie de passer en revue les différents bruits de fonds détecteur qui affectent le calorimètre électromagnétique. Plusieurs de ces bruits de fond peuvent être détectés facilement car ils présentent un comportement facilement identifiable et ne nécessitent donc pas le développement de méthodes de réjection.

3.3.1 Variations brusques de la haute tension

Les variations brusques de la haute tension (High Voltage Trips) sont un des principaux bruits de fond présents dans le calorimètre. Ces fluctuations de la tension ou de l'intensité très brutales

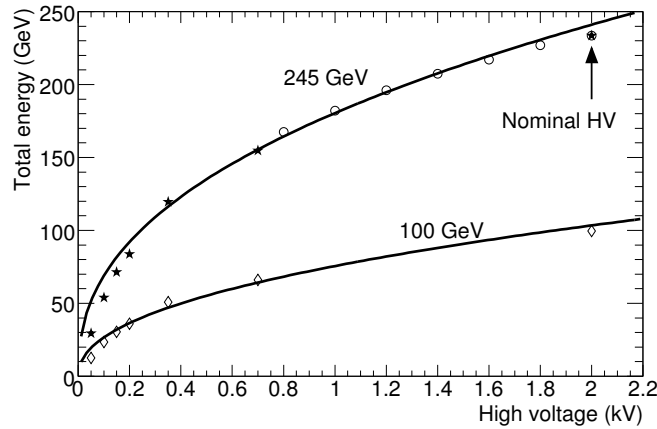


FIG. 3.9 – Variation de l'énergie mesurée en fonction de la tension aux bornes des électrodes (figure extraite de [7]) dans le tonneau. Les cercles correspondent à des électrons de 245 GeV, les losanges à des électrons de 100 GeV et les étoiles au résultat obtenu pour les électrons de 100 GeV à la tension nominale mis à l'échelle des résultats obtenus à 245 GeV

font généralement passer la tension ou l'intensité de leur valeur nominale (2000V pour la tension) à une valeur nulle en quelques secondes.

Chaque cellule de notre calorimètre est constituée d'une série d'électrodes, chacune d'entre elles étant alimentée en tension de manière indépendante de chacun des côtés. Si seulement un des côtés est alimenté en tension, la cellule ne peut mesurer que la moitié de l'énergie déposée.

Par ailleurs, la figure 3.9 montre que l'énergie réelle ne peut être obtenue que si la tension aux bornes des électrodes atteint sa valeur nominale. L'importance de contrôler les variations de tension est donc crucial afin d'éviter une mesure erronée de l'énergie des particules qui interagissent avec notre détecteur.

La baisse de tension ou d'intensité résulte en réalité d'un mécanisme protecteur dans le but d'éviter l'endommagement des modules sous l'effet d'une tension ou d'une intensité trop élevée.

En revanche la cause initiale de ces brusques fluctuations n'est pas encore réellement connue. Plusieurs raisons peuvent être avancées pour expliquer ce fait.

Ces larges fluctuations ne sont présentes que dans certains modules bien particuliers et il est possible que celles-ci soient dues à un défaut d'isolation où à un problème de connexion au niveau de ces modules.

Ces grandes fluctuations sont peu observées durant les phases de calibration mais elles sont fréquentes durant les phases de prises de données. Il est donc probable que cet effet soit dû à une accumulation de charge dans le détecteur sous l'effet de l'augmentation du taux de radiation. En effet il y a une claire corrélation entre la luminosité instantanée et l'augmentation du nombre de trips.

Cette accumulation de charge a plusieurs origines possibles mais concentrons nous plutôt sur les effets.

Nous avons évoqué au début du chapitre que ce problème entraînait une brusque variation de l'intensité ou de la tension.

Il est facile de détecter ces problèmes car des senseurs sont capables de détecter ces variations de voltage ou d'intensité. Cet effet ne nécessite donc pas le développement de méthodes élaborées de détection.

En revanche, il est nécessaire de mettre en place une procédure afin que la tension nominale soit rétablie aux bornes des électrodes après qu'un tel effet se soit produit.

Ainsi, la tension est généralement progressivement augmentée jusqu'à sa tension nominale suite à un trip comme nous pouvons le voir sur le premier schéma de la figure 3.10.

Néanmoins, au moment de la récupération automatique du problème, différents dysfonctionnements peuvent avoir lieu.

La figure 3.10 présente de manière schématique suffisamment claire les différents problèmes qui peuvent avoir lieu à ce point et nous n'entrerons pas plus dans la discussion.

Ces brusques variations de tension ou d'intensité entraînent la présence d'un très grand nombre de cellules très énergétiques qui masquent la présence de physique. Il est donc nécessaire de rejeter les événements où de tels problèmes sont apparus.

Cette réjection est réalisée de manière systématique dès lors que la tension n'est pas nominale. Les personnes en charges de la qualité des données doivent alors remplir des bases de données avec des drapeaux indiquant qu'un tel problème a été détecté lors de certains blocs de luminosité et il est alors possible de rejeter les événements affectés lors de l'étude des données.

3.3.2 Cellules problématiques

Plusieurs cellules (en pratique moins de 0.02%) sont affectées en permanence par un bruit de fond élevé et doivent donc être masquées. Ce bruit de fond peut être dû à un problème de câblage ou à un défaut dans la chaîne de reconstruction du signal.

Ces cellules sont généralement isolées et nous pouvons parfois observer un dépôt résiduel dans les cellules avoisinantes. La présence d'un bruit de fond élevé permet de les détecter durant les périodes de calibration.

Ces cellules sont finalement considérées comme des cellules mortes.

Leur position dans le détecteur comme d'ailleurs celle des cellules mortes (cellule dont le signal est en permanence nul) est connue et elles ne posent pas de problème.

La figure 3.11 représente la proportion de cellules touchées dans le calorimètre électromagnétique à une énergie de 7TeV. Nous pouvons voir aisément les zones rectangulaires vides ou sous-peuplées correspondant aux zones où des cellules problématiques sont présentes.

3.3.3 Bruits sporadiques

De nombreuses cellules contiennent de larges dépôts d'énergie qu'il est généralement difficile d'expliquer. Ce fait est souvent peu problématique mais lorsque la fréquence augmente, cet effet commence à affecter la queue des distributions de physique.

Le taux de bruit fluctue avec le temps et ce problème peut être absent pendant plusieurs jours puis revenir activement. Du fait de ce bruit de fond, le taux de déclenchement peut devenir important sur des intervalles de temps courts.

La présence de ce bruit est corrélée avec la luminosité instantanée et il est donc nécessaire de réduire ce bruit de fond avec la montée de la luminosité.

Nous observons que les cellules affectées sont plutôt isolées mêmes si certaines d'entre elles peuvent induire l'apparition de groupes de plusieurs cellules.

3.3. PRÉSENTATION DES DIFFÉRENTS BRUITS DE FOND ET DE
LEURS EFFETS

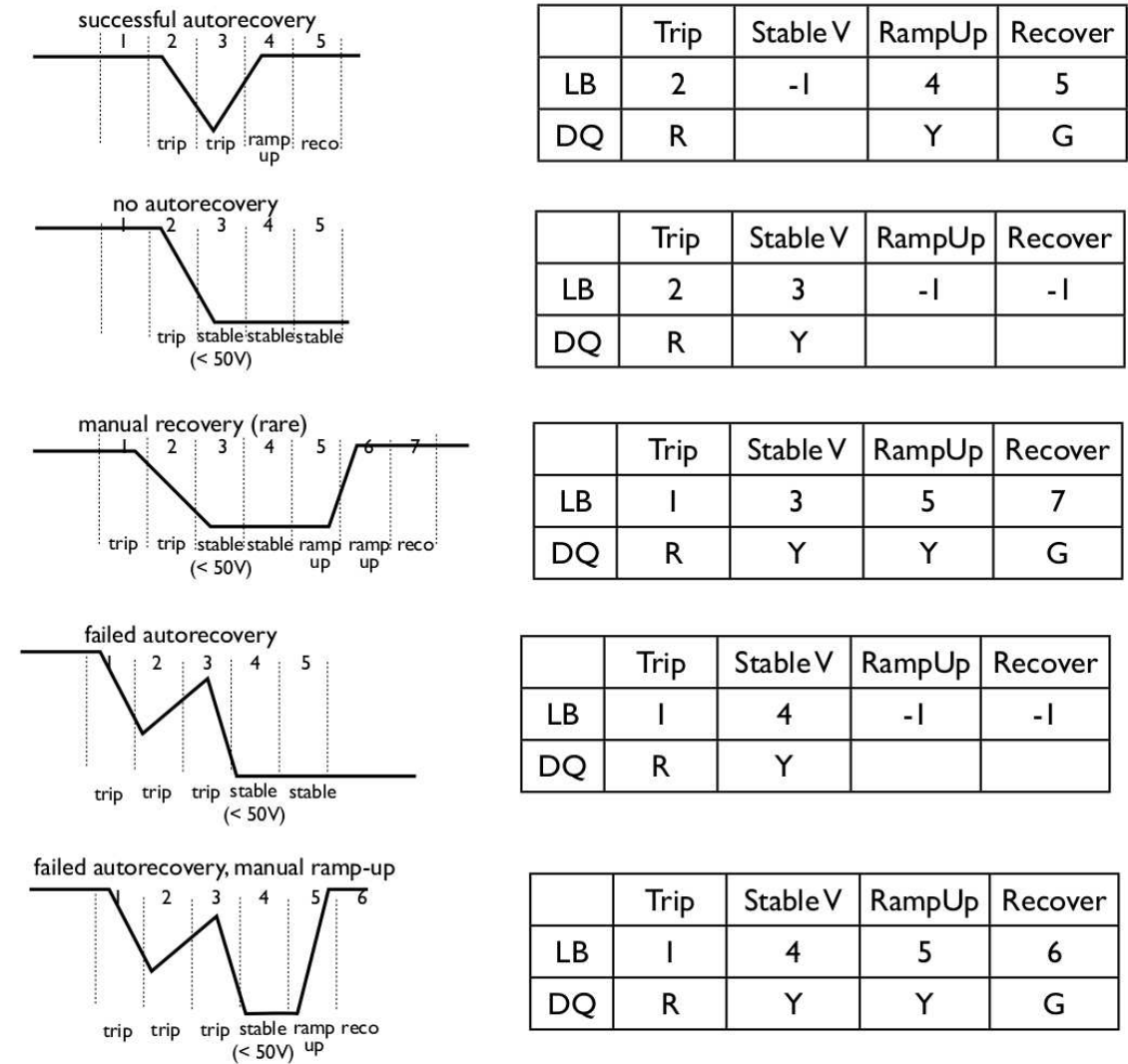


FIG. 3.10 – Schématisation des différents cas de figure rencontrés suite à la présence d'un HV trip

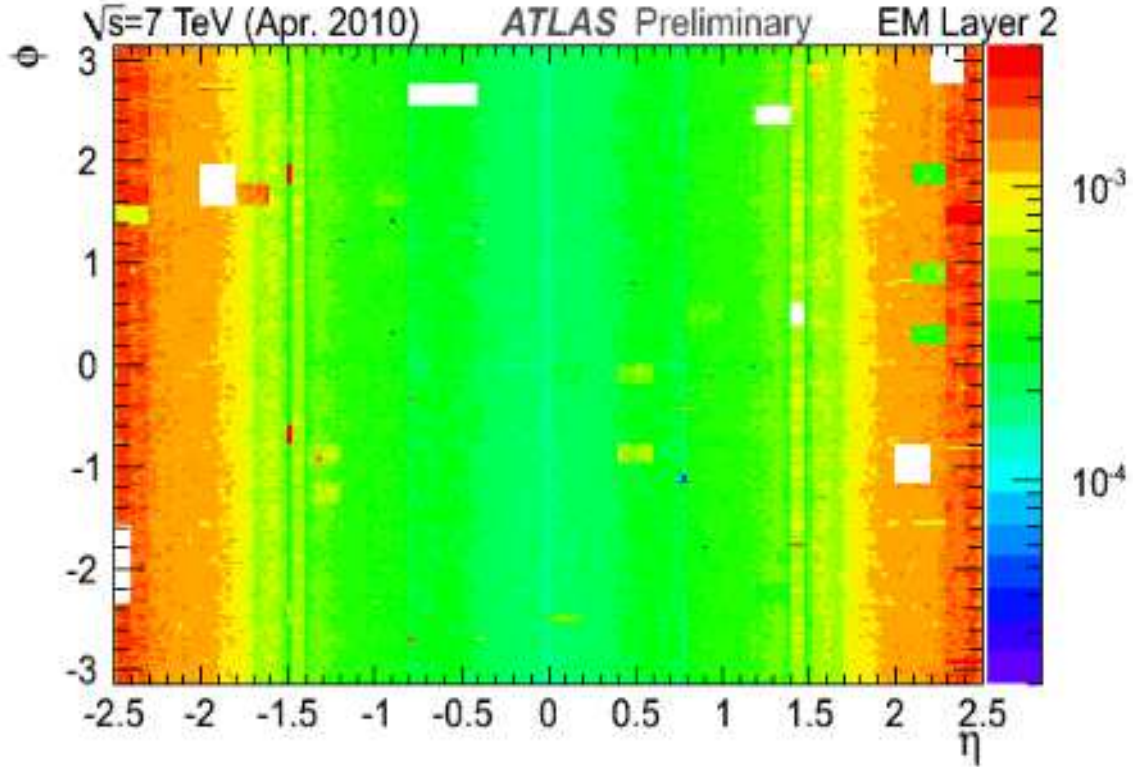


FIG. 3.11 – Carte du taux d’occupation des cellules dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique à 7TeV

Certains de ces groupes présents dans le pré-échantillonneur sont dus à des effets de corrosion et bien que la majorité de ces groupes aient été supprimés lors de la coupure de 2009, quelques uns persistent aujourd’hui.

Plusieurs techniques sont utilisées pour masquer ce bruit de fond.

Les cellules les plus bruyantes peuvent être masquées au niveau du déclencheur de sorte à ce qu’elles ne contribuent pas à la prise de décision du système de déclenchement électronique présent au premier niveau (L1).

Les autres cellules sont masquées par des algorithmes après la prise de données.

Le critère de réjection est le suivant :

- Dans le cas où le facteur de qualité est supérieur à 4000, la cellule n’est pas prise en compte et dans ce cas le signal est calculé en fonction du signal des cellules avoisinantes.
- Si le facteur de qualité est inférieur à 4000, la cellule est considérée de la même façon qu’une cellule normale.
- Il se peut dans certains cas qu’une cellule ait une distribution du facteur de qualité normale mais que la cellule considérée soit néanmoins bruyante. Dans ce cas il est nécessaire que les personnes en charge du contrôle de la qualité des données mettent un drapeau approprié pour que cette cellule soit naturellement masquée et que son signal soit calculé en fonction

du signal des cellules avoisinantes.

En plus des coupures appliquées au niveau des cellules, il est aussi possible d'appliquer des coupures au niveau des jets afin de rejeter les jets reconstruits à partir de ces cellules. Nous reviendrons dans la prochaine section sur cette coupure où elle aura une importance majeure puisqu'aucune coupure au niveau des cellules n'est actuellement appliquée pour supprimer le bruit de fond que nous présenterons.

3.3.4 Pics d'énergie

Le calorimètre électromagnétique est affecté par plusieurs cellules présentant de très grands dépôts d'énergie de l'ordre du TeV. Cet effet est principalement observé dans le HECA tandis que cet effet est beaucoup moins présent dans le HECC.

Ces cellules sont généralement isolées et nous pouvons observer un dépôt résiduel dans les cellules avoisinantes, ce dépôt résiduel n'est, en revanche, pas toujours observé.

Cet effet est aussi présent en l'absence de collision mais le taux augmente avec l'augmentation du taux de radiation. La fréquence mesurée est de 1 mHz à $10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

En absence de collisions, ce bruit de fond semble corrélé avec la surface des cellules affectées. Par contre en présence de collisions, ce bruit de fond est plutôt corrélé avec le flux de particules et est présent durant plusieurs croisements de faisceau.

On observe pour les cellules affectées que la forme du pulse, plus rapide, est différente de celle du pulse d'ionisation.

De manière assez inattendue, ce bruit de fond semble diminuer avec l'augmentation de la luminosité instantanée est n'est donc pas un grand problème aux luminosités de 2012 et ne sera pas un problème lors des prochaines prises de données.

Pour le moment il est possible de supprimer cet effet au niveau des jets mais d'autres techniques pourraient permettre de supprimer ces bruits de fond au niveau des cellules.

Une variable, n_{90} qui représente le nombre de cellules qui une fois ordonnées donnent 90% de l'énergie permet de rejeter ce bruit de fond (en pratique nous rejetons le jet si $n_{90} < 5$)

3.3.5 Explosions de bruit

Un noise-burst est une brutale augmentation de l'énergie déposée dans une partition du calorimètre électromagnétique. On observe alors qu'une large fraction des cellules de la partition affectée ont une énergie de plusieurs centaines de GeV.

Une large partie de l'étude qui a été consacrée à la compréhension des bruits de fond s'est focalisée sur la réjection des Noises Bursts.

Certaines études semblent indiquer que la présence de Noise Bursts et les Trips que nous avons déjà évoqués pourraient être liés et avoir une origine commune.

Ce bruit de fond est assez problématique. En effet, nous observons que ces Noise-Bursts sont très liés à la luminosité instantanée et que leur nombre augmente lorsque la luminosité instantanée augmente. Par ailleurs, lors de la reconstruction des particules, ces augmentations brusques de l'énergie dans un évènement peuvent être faussement interprétées comme plusieurs particules très énergétiques lorsque leurs topologies sont moins extrêmes.

Plusieurs études semblent indiquer que l'apparition de Noise-Bursts est favorisée lorsque l'on diminue la tension alors qu'il n'y a pas ou peu de Noise-Bursts lorsque la haute tension augmente.

Cette caractéristique semble indiquer que ces Noise-Bursts pourraient être le symptôme d'une rupture locale d'un milieu diélectrique sous l'effet d'une haute tension (effet connu sous le nom de

décharge partielle) dans le détecteur.

Une cause pourrait être l'apparition de bulles dans l'argon liquide sous l'effet de l'augmentation de la quantité de charge entrant dans les cellules. La constante diélectrique diminue du fait de la création de ces bulles et le champ électrique augmente alors fortement.

Une autre possibilité pourrait être une rupture locale de l'isolation des différentes couches entraînant l'apparition de ces décharges partielles.

Une autre possibilité a été considérée, du fait de l'augmentation constatée du nombre de Noise-Bursts avec la luminosité et donc la quantité de radiation à laquelle est soumis le calorimètre électromagnétique. Nous avons avancé l'hypothèse d'un effet Malter qui serait la cause de ces Noise-Bursts.

Cet effet est dû à l'émission d'électrons secondaires suite à une exposition d'un isolant à des radiations ionisantes. Ces électrons chargent la surface de l'isolant ce qui produit un champ électrique élevé dans l'isolant ce qui produit une émission d'électrons à travers la surface de l'isolant et de plus en plus d'électrons sont alors émis. Finalement des électrons finissent par repeupler l'isolant depuis la terre et réduisent progressivement le champ électrique.

Ces deux effets peuvent avoir des conséquences assez similaires et il est donc difficile de décider quel effet entraîne l'apparition de ce bruit de fond.

Les cellules affectées par ce bruit de fond ont tendance, dans le cas des topologies les moins extrêmes, à être prises en compte lors de la reconstruction de jets. Il est possible de rejeter après coup une large fraction de ces faux jets mais un moyen permettant la réjection préalable de ce bruit de fond est souhaitable pour diminuer l'impact de ce bruit de fond sur les analyses.

3.3.6 Halo de faisceau

Ce bruit de fond n'est en principe pas un bruit de fond lié au détecteur mais il doit être supprimé au niveau des cellules et des techniques adaptées doivent être développées afin de détecter les événements affectés par ce bruit de fond.

Du fait de la topologie de ce bruit de fond, les méthodes développées dans cette étude peuvent être utilisées pour rejeter ce type de bruit de fond.

Ce dernier est lié à l'émission de particules peu énergétiques dans le plan du faisceau du fait d'instabilités. Seule une faible région du détecteur localisée autour de $\phi = 0[\pi]$ est donc affectée par ce bruit de fond.

3.4 Etude de la qualité des données

Lors de cette thèse, l'auteur s'est impliqué dans l'étude de la qualité des données. Plusieurs algorithmes automatiques permettent de mettre en avant la présence des différents bruits de fond que nous avons déjà présentés.

Néanmoins une étude systématique des différentes périodes de prise de données est pour le moment nécessaire afin de s'assurer que les principaux effets néfastes sont bien détectés. La liste des événements problématiques et des partitions affectées est alors enregistrée dans des bases de données qui permettent, lors de l'analyse des données, de rejeter les événements affectés par des problèmes jugés sérieux.

Plusieurs problèmes peuvent affecter le fonctionnement de l'architecture de nettoyage des données et le fait qu'un humain s'assure que tout s'est bien déroulé permet de diminuer les chances que des bruits de fond détecteur ne soient pas détectés ou que des bons événements soient rejetés.

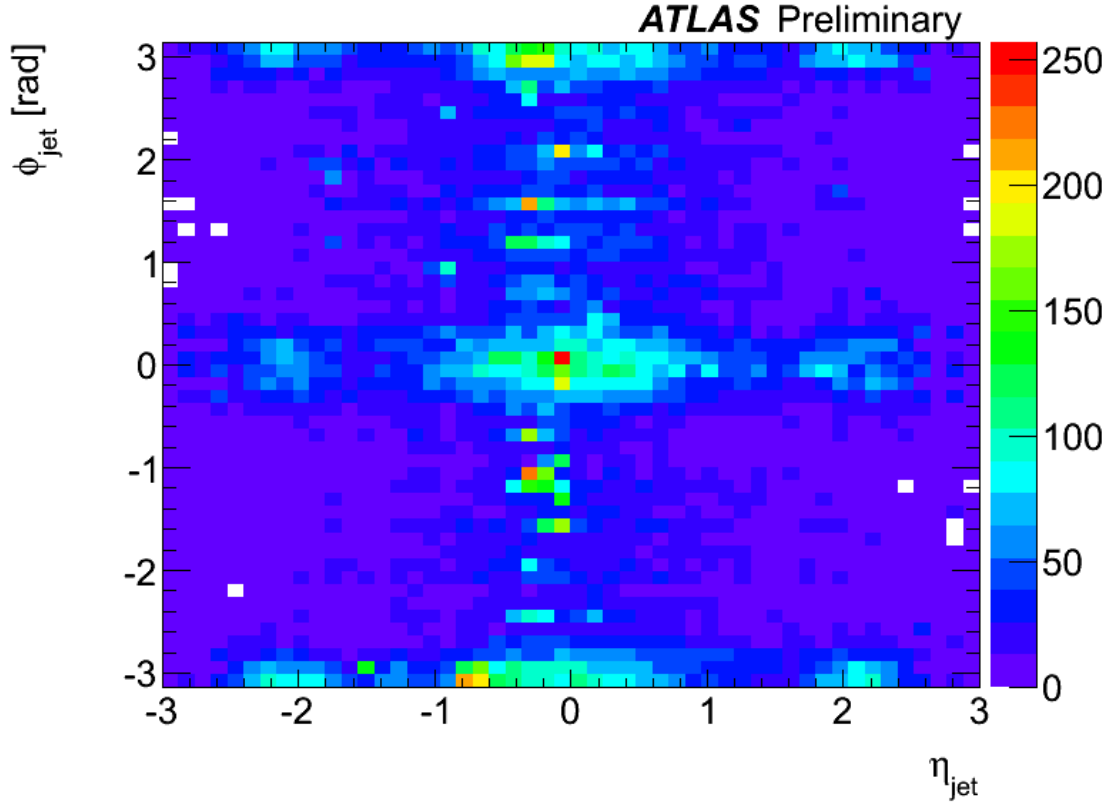


FIG. 3.12 – Représentation de la position du jet principal dans les évènements de bruit de faisceau

Chaque prise de données est revue deux fois afin de s'assurer que le maximum de problèmes soient supprimés. Par ailleurs puisque les données sont stockées sur des disques, il est possible de procéder après coup au développement d'algorithmes de réjection qui peuvent être utilisés pour traiter les données.

Lors de la première étape, les variations de hautes tensions, les explosions de bruits les plus importantes sont détectés et la liste des cellules problématiques est communiquée aux experts pour que ces cellules soient masquées.

La deuxième étape permet de détecter les problèmes qui n'auraient pas été détectés en première instance tels que certaines explosions de bruit ainsi que certaines cellules problématiques qu'il faut alors masquer.

Le principal problème avec ce mode de fonctionnement réside dans le fait que les informations stockées lors de la seconde revue ne sont prises en compte que lors du retraitement suivant qui peut être réalisé plusieurs mois après la revue de la période de prise de données.

Pendant ce temps, les topologies anormales résultant de la présence de ces bruits de fond peuvent modifier les queues des distributions, régions où précisément on pourrait attendre la présence de nouvelle physique.

Les données peuvent donc contenir des bruits de fond détecteurs qui peuvent avoir un effet sur

les analyses. Par ailleurs plusieurs études ont mis en avant la présence de bruits de fond détecteurs dans les données traitées de nouveau. Il est donc nécessaire de développer des méthodes alternatives dans le but de détecter les événements problématiques n'ayant pas été détectés lors des premiers traitements.

Le traitement au cas par cas de ces topologies est possible après coup mais n'est pas le plus efficace.

3.5 Présentation de la méthode de réjection actuellement utilisée

Les explosions de bruit dont nous venons de discuter ayant un impact important sur la qualité des données et la reconstruction de différents signaux (en particulier la reconstruction de jets à haute impulsion transverse), la nécessité du développement d'une méthode de réjection s'est rapidement faite sentir.

Les explosions de bruit sont caractérisées comme nous venons de le voir par la présence d'une grande quantité d'énergie dans une partition du calorimètre électromagnétique.

L'énergie des cellules pourrait donc nous permettre de séparer les événements de bruits des événements de physique. Cette méthode n'est pas suffisante et il est nécessaire d'avoir recours à une autre variable pour nous assurer que les signaux mesurés au niveau des cellules lors des explosions de bruit ne sont en effet pas physiques.

En réalité l'utilisation de l'énergie seule est suffisante pour différencier les événements de bruit de fond dans les canaux où il n'y a pas d'événements de physique intéressante comme par exemple les événements de rayons cosmiques (canal CosmicCalo). En revanche, dans les événements de physique et les canaux associés (par exemple le canal JetTauEtmis), les cellules sont saturées en énergie et il n'est donc pas possible de faire la différence entre les différents lots d'événements sur ce seul critère.

C'est là que le facteur de qualité intervient puisque celui-ci est une mesure de l'écart du signal d'ionisation mesuré à celui attendu.

Comme nous l'avons déjà expliqué, les grandes valeurs de ce facteur Q permettent de mettre en avant des événements qui ne sont pas physiques, du moins qui ont un comportement caractéristique des cellules anormales.

Il est donc possible d'utiliser les valeurs de Q afin de nous aider à différencier les événements de physique des événements bruités.

Le nombre de cellules ayant des valeurs de Q et des valeurs de l'énergie importante nous permettra alors de construire des échantillons d'événements bruités.

On rajoute à cette condition une condition de localité et nous requérons qu'un nombre minimum de telles cellules soit associé à chaque FEB (Front-End-Board, voir figure 3.4) et le nombre de FEB finalement obtenu nous permettra de décider si l'événement observé est un événement de bruit de fond ou un événement de physique.

Historiquement, l'algorithme de détection utilisait trois différents estimateurs mais seuls les deux premiers estimateurs sont encore utilisés pour la réjection, le dernier étant trop restrictif.

Trois estimateurs sont utilisés pour rechercher les explosions de bruit :

- Standard : Dans ce cas l'algorithme définit une cellule bruyante si le facteur de qualité est supérieur à 4000. Lorsque plus de trente cellules sont bruyantes au sein d'une même FEB (Front-End-Board) (F, la FEB est elle même considérée comme bruyante. Une explosion de bruit correspond à plus de 5 FEB bruyantes.

- Facteur de qualité saturé moyen : Une cellule est considérée bruyante si le facteur de qualité atteint sa valeur de saturation (65535) et que l'énergie dans la cellule est supérieure à 500MeV. Si le nombre de cellules excède 9, l'évènement est bruité.
- Facteur de qualité saturé strict : Une cellule est bruyante si l'énergie dans la cellule est supérieure à 1GeV et que Q est supérieur à 65535. Si le nombre de cellules est supérieur à 20, l'évènement est une explosion de bruit.

Ces trois algorithmes nous permettent de détecter 60 à 70% des évènements bruités qui affectent le calorimètre électromagnétique. En parallèle, lors de l'étape de validation des données, l'information concernant le contenu en explosion de bruit pour chaque bloc de luminosité est conservée. Un bloc de luminosité est un intervalle de temps pendant lequel la luminosité est à peu près constante. Cet intervalle est d'environ une minute.

Plusieurs labels sont utilisés afin de décider si les blocs de luminosité contenant des évènements de bruits de fond doivent être enlevés des analyses ou non. Pour les explosions de bruits, deux tels labels existent qui sont "SEVNOISEBURST" et "NOISEBURST". Le premier est un défaut classé intolérable et le bloc de luminosité associé doit alors être enlevé des analyses. Le second est classé tolérable et le bloc de luminosité associé peut être inclus dans les analyses mais les évènements seront par la suite enlevés des analyses en utilisant une variable booléenne appropriée.

Dans le cas où le premier estimateur donne un résultat non-nul ou si le taux d'évènements détectés par le second estimateur est supérieur à 10%, le défaut "SEVNOISEBURST" est associé au bloc de luminosité considéré. Ce label est utilisé lors de la création des fichiers finaux. Les évènements présentant ce label sont automatiquement supprimés lors de création des fichiers de données pour les analyses.

Si le taux d'évènements détectés par le second estimateur est supérieur à 5% le défaut "NOISEBURST" est associé au bloc de luminosité considéré. Dans ce cas ces évènements ne sont pas jugés trop sévères et ces évènements peuvent être utilisés sous certaines conditions.

L'algorithme de détection officiel, utilisant les différents critères de sélection précédemment développés, ne permettant de détecter qu'une partie des explosions de bruits qui affectent réellement le détecteur, il s'est avéré nécessaire d'ajouter un moyen pour détecter une fraction importante des évènements non détectés.

Il a été observé qu'une telle explosion de bruit dure plusieurs évènements et nous pouvons utiliser ce fait pour détecter les évènements bruités dans une fenêtre de temps fixée autour d'un évènement détecté par l'algorithme précédent.

Cette fenêtre de temps a été fixée à $250\mu\text{s}$ autour d'un évènement bruité.

Ainsi tout évènement détecté dans cette fenêtre de temps est considéré comme étant bruité.

L'utilisation combinée de l'algorithme de détection officiel et de la fenêtre de temps présente des performances satisfaisantes (80% à 90%). Néanmoins, il a été observé que certaines explosions de bruits n'étaient pas observées par cette combinaison de méthodes et étaient faussement considérées comme des évènements hadroniques par les algorithmes de reconstruction.

Il est donc nécessaire de combiner cette méthode avec une autre méthode permettant de détecter les explosions de bruit restantes ou de développer un algorithme permettant de détecter l'ensemble de ces bruits de fond.

C'est ce que nous nous proposons de réaliser dans la suite de ce chapitre.

3.6 Méthodes de réjection statistiques

L'algorithme officiel que nous venons de présenter permet de rejeter une large fraction des évènements les plus problématiques.

Néanmoins, ce type d'algorithme présente plusieurs problèmes auxquels notre méthode tente de répondre.

On remarque que les coupures utilisées sont des coupures absolues. Ces coupures ont été choisies en étudiant les topologies des événements incriminés de manière à supprimer les événements ayant été étudiés.

Malheureusement ces coupures absolues dépendent fortement des conditions de la prise de données comme l'énergie dans le centre de masse ou la luminosité.

Si la luminosité augmente ou que l'énergie change, il y a de fortes chances que des événements pourtant valables soient rejetés en particulier si la luminosité ou l'énergie augmente. Dans ce cas le nombre de particules plus énergétiques augmentera et l'étude de ces événements sera nécessaire pour ajuster les paramètres.

Le fait que l'on utilise le facteur de qualité pour détecter les événements problématiques diminue l'impact de l'énergie et les bons événements ont moins de chance d'être supprimés. Par contre avec le fonctionnement du détecteur sur une longue durée, le facteur de qualité des cellules pourrait changer et ces coupures doivent être revues.

Par ailleurs le détecteur est constitué de cellules de différentes surfaces. Le bruit présent dans une cellule est fortement dépendant de l'aire de la cellule. Par ailleurs l'énergie déposée dans une cellule dépend elle aussi de la surface de la cellule.

Si nous appliquons une coupure fixe que l'on tire de l'étude de la partie centrale, les cellules plus larges ont plus de chance de passer ces coupures et d'être considérées comme mauvaises. D'un autre côté si nous considérons les cellules les plus larges pour appliquer les coupures, les cellules ayant de plus petites surfaces passeront moins souvent les coupures et il ne sera alors pas possible de détecter les événements problématiques.

Il est possible d'appliquer différentes coupures en fonction de la position pour résoudre ce problème mais le problème de l'adaptabilité est toujours présent.

Nous avons donc décidé d'avoir recours à des outils statistiques dans le but de résoudre ce problème.

L'idée est la suivante : au cours d'un intervalle de temps ou dans un espace fixé, nous pouvons nous attendre à ce qu'en moyenne une cellule va avoir un comportement normal et que ce comportement sera proche des cellules voisines possédant les mêmes caractéristiques intrinsèques.

Cette hypothèse repose sur le constat que dans un intervalle de temps long, la physique est invariante et qu'à une distance en rapidité du centre d'interaction fixé, la physique est elle aussi invariante.

Ainsi toutes les cellules placées à la même distance en rapidité dans un même compartiment sur une même partition (les caractéristiques des cellules dépendent de la partition et de la distance au point d'interaction) devraient avoir le même comportement moyen.

Il est possible en utilisant les outils statistiques usuels de définir la valeur moyenne d'une quantité caractéristique de la cellule (par exemple son énergie) mais aussi la déviation standard de cette quantité sur l'intervalle de temps considéré.

Ainsi la valeur moyenne nous donnera la valeur à laquelle nous devrions nous attendre et cette déviation standard l'écart que l'on constate dans 68% des cas si cette erreur est gaussienne. Nous ferons la dernière hypothèse dans la suite.

Dans les différents algorithmes que nous présenterons dans la suite, nous ne considérons pour chaque événement que les cellules dont l'énergie est supérieure à 3 fois le bruit mesuré dans ces cellules. Ainsi, les valeurs moyennes et les écarts-types des différentes quantités physiques mesurées pour les différentes cellules ne sont calculés qu'en prenant en compte les valeurs de ces quantités physiques pour les événements dans lesquels l'énergie est supérieure à 3 fois le bruit.

La méthode la plus simple serait de considérer qu'une cellule dont la valeur d'une quantité physique s'écarte de plus de n fois sa déviation standard (calculée en tenant compte de la condition précédente) (en pratique $n \geq 4$) présente un comportement anormal.

Ceci nous donne alors un critère simple pour définir si une cellule est mauvaise et donc la masquer.

Il faut ensuite définir un critère pour définir qu'un événement a un comportement anormal et nous pouvons donc choisir le même critère.

Ainsi nous pouvons considérer le nombre de cellules moyen avec une énergie déposée supérieure à trois ou quatre fois le bruit moyen de la cellule (et non pas la déviation standard en ne considérant que les cellules dont l'énergie est supérieure à 3 fois le bruit) et calculer la déviation standard de cette quantité sur le même intervalle de temps. On peut alors de la même façon détecter les événements les plus bruyants en demandant que le nombre de cellule bruyantes dépasse n' la déviation standard du nombre de cellule bruyantes dans l'évènement.

Dans les faits cette méthode fonctionne très bien et permet une adaptabilité supérieure à l'algorithme officiellement utilisé. En effet, il n'y a plus de coupure fixe. Nous utilisons seulement un critère de normalité et recherchons relativement à ce critère des lots d'évènements extrêmes. Cette méthode que nous venons d'introduire s'apparente aux méthodes de "fuzzy logic" où il n'y a plus de critère fixe mais plutôt un critère flou.

Le fait que l'on n'utilise plus de coupure fixe fait que cette dernière méthode s'adapte aux différents régimes et peut détecter les événements déviants dans des lots de physique avec un taux d'empilement élevé.

3.6.1 Théorèmes fondamentaux en statistique

Nous n'avons pas utilisé la précédente méthode exactement mais avons utilisé plusieurs théorèmes de statistique afin de dériver des coupures plus fortes. Par ailleurs, nous avons essayé de trouver des combinaisons de variables qui nous permettaient de fixer une valeur de coupure de telle façon qu'une variation de cette coupure de quelques pourcents n'avait en fin de compte pas d'effet sur la qualité de la réjection.

Deux théorèmes statistiques fondamentaux, bien connus des mathématiciens et des financiers, sont présentés dans cette partie. Ces théorèmes seront utilisés pour définir les paramètres statistiques sur lesquels est établie l'approche statistique des nouvelles méthodes de sélection des événements avec bruits de fonds de détecteur développées ici dans le contexte d'ATLAS. Nous nous concentrerons d'abord sur les aspects purement mathématiques de ces théorèmes.

Théorème de la limite centrale

Le premier théorème est le très connu théorème de la limite centrale. Ce théorème établit que :

- Soient X_1, X_2, \dots, X_n , une liste de variables aléatoires identiquement et indépendamment distribuées selon la loi D de carré intégrable ayant une moyenne μ et un écart-type σ . On peut alors calculer la valeur moyenne et la déviation standard de ce lot de valeurs :

$$\mu_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i \quad \sigma_n = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \mu_n)^2} \quad (3.6.6)$$

- Le théorème de la valeur centrale nous permet alors de conclure que la fonction

$$Z = \frac{\mu_n - \mu}{\sigma} \quad (3.6.7)$$

sera distribuée selon une distribution gaussienne de moyenne 0 et de déviation standard 1 lorsque le nombre valeurs dans l'échantillon deviendra grand :

$$\lim_{n \rightarrow \infty} (P(Z_n < z) = F(z) \sim \exp -z^2)$$

Ce théorème est central en statistique et celui-ci donne à la fonction de Gauss une importance majeure dans la description des processus physiques. Dès lors que l'on réalise des sommes ou des moyennes de variables aléatoires indépendamment et identiquement distribuées, la distribution résultante sera une gaussienne ayant les propriétés précédemment annoncées.

Théorème des valeurs extrêmes

Le deuxième théorème fondamental en statistique est le théorème des valeurs extrêmes aussi connu sous le nom du théorème de Fisher-Tippett-Gnedenko (pour une introduction, voir [70]).

Le théorème de la limite centrale est un théorème qui s'applique aux moyennes d'une distribution. Le théorème de Fisher-Tippett-Gnedenko est en revanche un théorème qui permet d'étudier la répartition des maximums et il est donc intéressant de se pencher sur ce théorème puisque nous nous intéressons justement aux événements présentant des cellules avec des dépôts d'énergie extrêmes.

Reprenons les variables aléatoires X_i que nous utilisons dans la précédente discussion.

Soit maintenant $M_n = \max\{X_1, X_2, \dots, X_n\}$ le maximum des X_i . Si il existe une paire de nombres (a_n, b_n) tel que $a_n > 0$ et que

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P\left(\frac{M_n - b_n}{a_n} \leq x\right) = F(x) \quad (3.6.8)$$

où F est une fonction de distribution non dégénérée, alors cette fonction appartient aux familles de Gumbel, Fréchet ou Weibull. Nous reviendrons en détail sur ces familles de fonctions dans la suite de notre discussion.

Dans le cas qui nous concerne, nous voyons que si nous définissons que

$$\lim_{n \rightarrow \infty} a_n = \mu \text{ et } \lim_{n \rightarrow \infty} b_n = \sigma \quad (3.6.9)$$

la probabilité que

$$\frac{M - \mu}{\sigma} \leq x \quad (3.6.10)$$

est bien définie et il est raisonnable de considérer que cette probabilité a une dépendance analytique en x .

Grâce à ce théorème nous avons donc la possibilité de définir la probabilité qu'une cellule ait une énergie supérieure à une valeur de coupure. Il est en effet possible d'utiliser ce théorème pour décider quelles sont les valeurs minimales de ses caractéristiques qu'une cellule doit posséder afin d'être considérée comme déviante et de définir la probabilité d'échec associée à cette cellule.

C'est aussi équivalent à fixer la p-value associée à un test d'hypothèse et donc de décider si notre cellule passe le test d'hypothèse, dans notre cas est-ce une bonne cellule ou non.

Il n'y a pas vraiment de critère bien défini pour décider si une cellule est déviante ou non. Bien sur il est possible d'avoir des indices comme la forme du signal d'ionisation, des énergies supérieures à l'énergie dans le centre de masse des collisions, ou une énergie en permanence nulle. La majorité du temps en revanche ce critère est plutôt subjectif.

Le théorème des valeurs extrêmes, en nous donnant un critère formel pour définir la probabilité d'échec permet de s'affranchir de ce côté subjectif des coupures.

Avant de décider de la valeur de nos coupures, revenons aux différentes familles de distributions extrêmes.

La fonction 3.6.11 est la distribution cumulative de la fonction de distribution la plus générale que l'on peut obtenir et de laquelle chacune des fonctions de distribution présentées peut être obtenue :

$$F(x) = \exp \left(- \left[1 + \xi \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right) \right]^{\frac{-1}{\xi}} \right) \quad (3.6.11)$$

Il est possible de calculer la densité de probabilité associée en calculant la dérivée de cette fonction :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma} \left[1 + \xi \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right) \right]^{\frac{-1}{\xi} - 1} \exp \left(- \left[1 + \xi \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right) \right]^{\frac{-1}{\xi}} \right) \quad (3.6.12)$$

De cette fonction générale, il est possible de définir les trois différentes familles en fonction de la valeur du paramètre ξ .

Dans le cas où ξ tendrait vers 0, il faut considérer le cas limite et utiliser le fait que

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{x}{n} \right)^n = \exp(x) \quad (3.6.13)$$

Dans ce cas précis, nous obtenons alors la famille de Gumbel :

$$F(x) = \exp \left(- \exp \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right) \right) \quad (3.6.14)$$

Maintenant considérons le cas où ξ est positif.

Dans ce cas nous observons que la racine ξ -ième est au dénominateur. Dans le cas où $\xi \frac{x - \mu}{\sigma} = -1$ nous avons donc une divergence et l'exponentielle tend finalement vers 0. Cette divergence a lieu pour $x = \mu - \frac{\sigma}{\xi}$

Cette valeur de x sépare donc deux régimes. Pour les valeurs inférieures à cette valeur de x , la probabilité est nulle. Dans ce cas contraire, cette probabilité prend la forme donnée par la fonction 3.6.11.

Nous utilisons une définition un peu différente qui peut-être vu comme le cas limite où $\xi \frac{x - \mu}{\sigma} \gg 1$ ou comme une redéfinition des différents termes présents dans la formule. Par ailleurs dans ce cas la probabilité est nulle si $x < \mu' = \xi\mu - \sigma$:

$$F(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x \leq \mu \\ \exp \left(- \left(\frac{x - \mu}{\sigma} \right)^{-\alpha} \right) & \text{si } x > \mu \end{cases} \quad (3.6.15)$$

Le dernier cas est le cas où ξ est négatif. Dans ce cas la racine ξ -ième est au numérateur.

Par ailleurs le terme au sein de l'intégrale prend la forme

$$1 - \alpha \frac{x - \mu}{\sigma} \quad (3.6.16)$$

où $\alpha = -\xi > 0$ On observe alors que cette fonction est négative si

$$x > \frac{\sigma}{\alpha} + \mu. \quad (3.6.17)$$

Dans ce cas la fonction de distribution devient divergente et la notion de probabilité n'est plus définie. La probabilité vaut alors 1.

Nous pouvons étendre cette discussion du cas où le terme $\left[1 + \xi \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)\right]^{-\frac{1}{\xi}}$ dans l'exponentielle 3.6.11 serait négatif aux autres fonctions de distributions. Dans ce cas précis, le terme à l'intérieure de l'exponentielle devient positif et l'exponentielle n'est donc plus bornée.

Comme dans le cas précédent, nous utilisons une forme plus pratique qui décrit la famille de Weibull :

$$F(x) = \begin{cases} \exp\left(-\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^\alpha\right) & \text{si } x < \mu \\ 1 & \text{si } x \geq \mu \end{cases} \quad (3.6.18)$$

Ces trois familles de distributions ne s'appliquent pas seulement au maximum. Il est possible de les utiliser pour le deuxième maximum, le troisième... et ainsi de dériver une bande de valeurs qui nous permettra de définir la probabilité qu'une cellule valable ait au moins l'énergie du n-ième maximum que l'on veut considérer.

Un autre aspect de ce théorème concerne maintenant le calcul de la probabilité d'avoir un événement où l'objet considéré, ici la cellule aurait des propriétés avec des valeurs qui excéderaient les valeurs maximales déjà mesurées.

Le problème que l'on veut résoudre est exactement un problème de valeurs extrêmes et nous voulons définir la probabilité d'observer une cellule dont l'énergie sera supérieure à une valeur de coupure. Le choix de cette probabilité nous permettra d'obtenir la coupure désirée. Une fois la coupure fixée nous pouvons donc obtenir pour une cellule donnée l'"état" de cet particule. Une cellule sera considérée mauvaise si elle possède une énergie ou toute autre quantité supérieure à cette coupure. La probabilité mesurée peut bien sûr être légèrement différente de celle obtenue à partir du théorème des valeurs extrêmes mais en moyenne nous devons retrouver celle définie par ce théorème.

Le problème réside bien sur dans la fixation du paramètre ξ puisque cette probabilité dépendra fortement de ce paramètre. Il est donc possible d'étudier comment ces probabilités évoluent avec ξ pour ainsi avoir un résultat qui ne dépendra que de ξ . L'idéal serait donc de trouver une région où cette probabilité évolue peu avec ξ . Une autre solution serait de définir une bande en ξ et de se placer au centre de cette bande pour définir le biais de notre méthode.

Une question se pose désormais. Quelle famille pouvons-nous utiliser afin de définir la probabilité dans le cas qui nous intéresse en ce moment ?

Le choix de la famille que l'on peut utiliser ne se fait pas au hasard. En effet, chaque famille a des propriétés propres qui dépendent du type de distribution ayant amené ces valeurs extrêmes.

Dans toute la suite de notre étude nous considérerons des variables telles que celles que la variable Z que nous avons construite dans la partie précédente. Nous utiliserons par la suite la variable

$$Z' = \frac{X_i - \mu_i}{\sigma_i} \quad (3.6.19)$$

où X_i représente la valeur au temps t pour la cellule i de la variable considérée (facteur de qualité, énergie...) μ_i représente la valeur moyenne de X sur un intervalle de temps Δt pour la cellule i et σ_i représente l'écart type sur l'intervalle de temps Δt de X pour la cellule i .

Il est possible de rejeter directement, dans le cas de l'énergie, l'hypothèse d'une distribution de Fréchet. Il n'y a pas de limite inférieure et X_i peut être inférieure à μ dans le cas où μ est la moyenne de l'énergie déposée ou si nous utilisons des variables comme l'impulsion selon l'axe x (p_x). Dans ce cas en effet la coupure peut être fixée à une valeur inférieure à μ .

3.7 3.7. PRÉSENTATION DE LA MÉTHODE DE RÉJECTION SPATIALE

Par ailleurs dans le cas de la distribution de Weibull, si X_i est supérieur à μ , la probabilité vaut nécessairement 1.

La distribution qui correspond le mieux à notre problème du fait de la nature des quantités que l'on étudie est donc la distribution de Gumbel. Les coupures, que l'on utilise afin de définir si une cellule est déviante, sont alors fixées en définissant une probabilité que la quantité mesurée pour la cellule ait une valeur extrême donnée puis en calculant la valeur de la coupure associée grâce à la distribution de Gumbel.

Ce calcul est réalisé en inversant la formule 3.6.14, c'est à dire en résolvant

$$\ln(-\ln(F(x))) = \frac{x - \mu}{\sigma} \quad (3.6.20)$$

Il est utile de noter que cette distribution est particulièrement utile dans le cas de distributions normales ou exponentielles comme nous les utiliserons dans la suite de ce chapitre.

3.7 Présentation de la méthode de réjection spatiale

Nous abordons à partir de maintenant les différentes méthodes qui ont été développées puis étudiées dans le but de détecter les différents bruits de fonds affectant le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique a été conçu dans le but d'avoir une invariance angulaire sur 2π et il est raisonnable de considérer que cette invariance est satisfaite.

Ce fait peut donc être exploité afin de détecter les cellules sporadiquement bruyantes et ainsi les masquer par la suite.

Les cellules sporadiquement bruyantes présentent effectivement la propriété d'être isolées. Cette propriété est aussi généralement satisfaite par les pics de bruits observés dans le HCal et la méthode que nous présentons dans cette partie est donc aussi adaptée à la réjection de ce type de bruit de fond.

Il a été observé que ces cellules bruyantes sont généralement bruyantes sur plusieurs évènements. Bien que sur un évènement donné il ne soit pas possible de rejeter ce type de bruit puisque la topologie d'un évènement dans le calorimètre n'est pas uniforme, il est donc possible d'utiliser une méthode statistique et de calculer la moyenne des quantités mesurées dans chaque cellule (énergie, facteur de qualité...) ainsi que l'écart-type de ces quantités.

Ces quantités seront ensuite comparées à ces mêmes quantités pour les cellules avoisinantes. Ces cellules avoisinantes doivent être choisies judicieusement pour exploiter l'invariance angulaire de notre détecteur. Nous avons déjà précisé que la taille des cellules était dépendante de leur position η mais aussi de leur position en z et par souci de cohérence il est donc nécessaire de comparer les quantités mesurables d'une cellule à ces mêmes quantités pour les cellules ayant la même position en η et en z . La figure 3.13 représente une tranche de cellules en η avec une cellule isolée bruyante.

Afin de nous assurer que les tranches en η étaient construites correctement, nous avons pour chaque tranche calculé la variation de la position en η des cellules. On doit en principe obtenir une courbe de la forme 3.14. Cette courbe correspond au décalage du détecteur ATLAS par rapport au faisceau.

La comparaison des différentes cellules sur une même tranche en η dans une même partition et dans la même couche est réalisée de manière statistique systématique.

Afin de comparer les cellules entre elles, nous calculons la moyenne des valeurs moyennes de l'énergie, du temps et du facteur de qualité ainsi que l'écart type de ces mêmes quantités pour une tranche de cellules en η et nous utilisons le théorème de la limite centrale que nous avons déjà présenté.

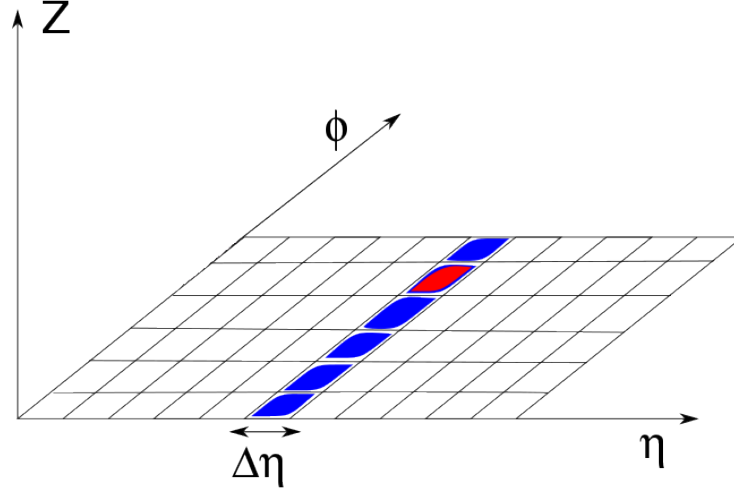


FIG. 3.13 – Représentation d’une couche du calorimètre avec une tranche de cellules en η dont une est bruyante.

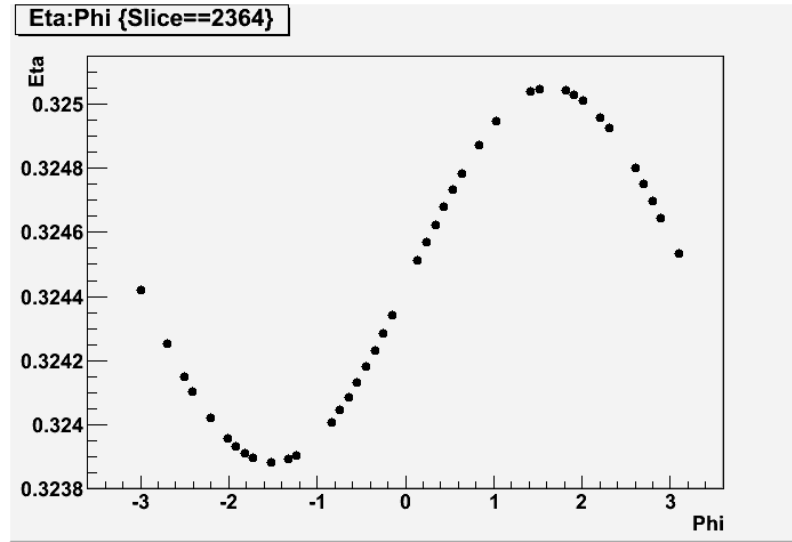


FIG. 3.14 – Décalage du détecteur par rapport au faisceau pour une tranche en η

3.8. COMPARAISON DE LA QUALITÉ DES DIFFÉRENTES MÉTHODES

Ainsi la valeur Z que l'on obtient pour chaque variable et pour chaque cellule est distribuée selon une gaussienne de valeur moyenne nulle et d'écart type 1 et nous pouvons décider que les cellules dont ces variables s'écartent de plus de quatre fois l'écart type de la gaussienne peuvent être écartées. Les figures 3.15 et 3.16 présentent les valeurs Z obtenues pour l'énergie dans le sampling 1 et pour le facteur de qualité dans le pré-échantillonneur. On observe bien les valeurs de μ et de σ conformes à nos attentes et nous observons que les courbes réelles peuvent s'écarter significativement des courbes théoriques. Ces anomalies peuvent être liées à des problèmes de détecteur et nous pouvons exploiter ces anomalies pour rejeter les bruits de fond dans notre détecteur.

Bien sûr nous pouvons décider que la combinaison de deux coupures (Q et E , E et $T...$) doit être utilisé.

Il en résulte une liste de cellules rejetées et ceci pourrait avoir un effet sur la physique et la qualité des événements.

Les déviations au comportement gaussien résultent de comportement anormaux ou à des événements de physique. Dans le canal CosmicCalo que nous avons étudié dans cette partie, il n'y a pas d'événements de physique et ces déviations sont liées au bruit de fond. Cet effet est particulièrement visible à grandes valeurs de Z qui correspondent aux grandes valeurs d'énergie ou du facteur Q mais aussi près de la moyenne pour le sampling 1 ce qui indique qu'un excès de cellules avec une valeur proche de la moyenne est présent. Il peut être envisageable d'étudier cette région. Ce que nous n'avons pas fait puisque nous avons préféré une méthode différente à celle-ci.

3.8 Comparaison de la qualité des différentes méthodes

Avant de nous consacrer à l'étude de la prochaine méthode, prenons le temps de discuter les performances des différentes méthodes pouvant être développées et des moyens de les contrôler.

Il est important lors du développement d'une nouvelle méthode de détermination des bruits de fond détecteur de nous assurer des performances de cette dernière et de comparer celles-ci à celles des méthodes déjà développées.

Plusieurs cas de figures peuvent alors se présenter :

- Une méthode nouvellement développée présente des performances de détermination des bruits de fond détecteur moindres que les précédentes auquel cas cette méthode peut généralement être abandonnée.
- Une méthode nouvellement développée présente des performances de détermination des bruits de fond détecteur similaires aux méthodes déjà développées en terme du nombre d'événements détectés. Si l'une des méthodes permet une détection plus rapide par exemple, celle-ci peut-être choisie. Il se peut aussi que la méthode nouvellement développée puisse être plus générale.
- Une méthode nouvellement développée présente des performances de détermination des bruits de fond détecteur dans une région où les méthodes déjà développées présentent de mauvaises performances tandis que ces dernières sont plus performantes dans d'autres régimes. Dans ce cas, les méthodes peuvent être combinées pour nous assurer d'une détection optimale.
- Une méthode nouvellement développée permet une meilleure détection des événements anormaux ou intéressants dans l'ensemble des régimes d'intérêt. Dans ce cas cette méthode peut être privilégiée.

Nous avons développé dans cette étude plusieurs estimateurs afin de nous assurer de la qualité de la méthode que nous avons développée.

La méthode que nous avons développée dans la partie précédente est capable de détecter les cellules bruyantes et les explosions de bruit dans le calorimètre électromagnétique.

3.8. COMPARAISON DE LA QUALITÉ DES DIFFÉRENTES MÉTHODES

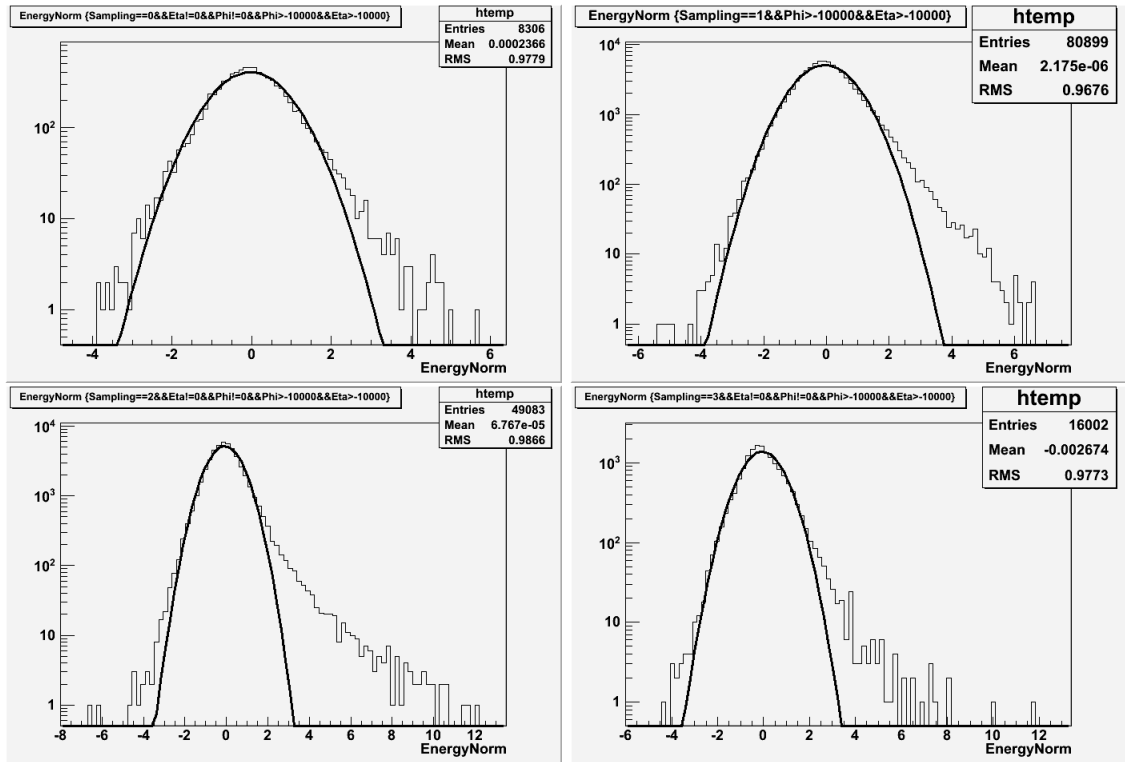


FIG. 3.15 – Représentation de la valeur Z construite à partir de l'énergie et courbe ajustée pour la première couche.

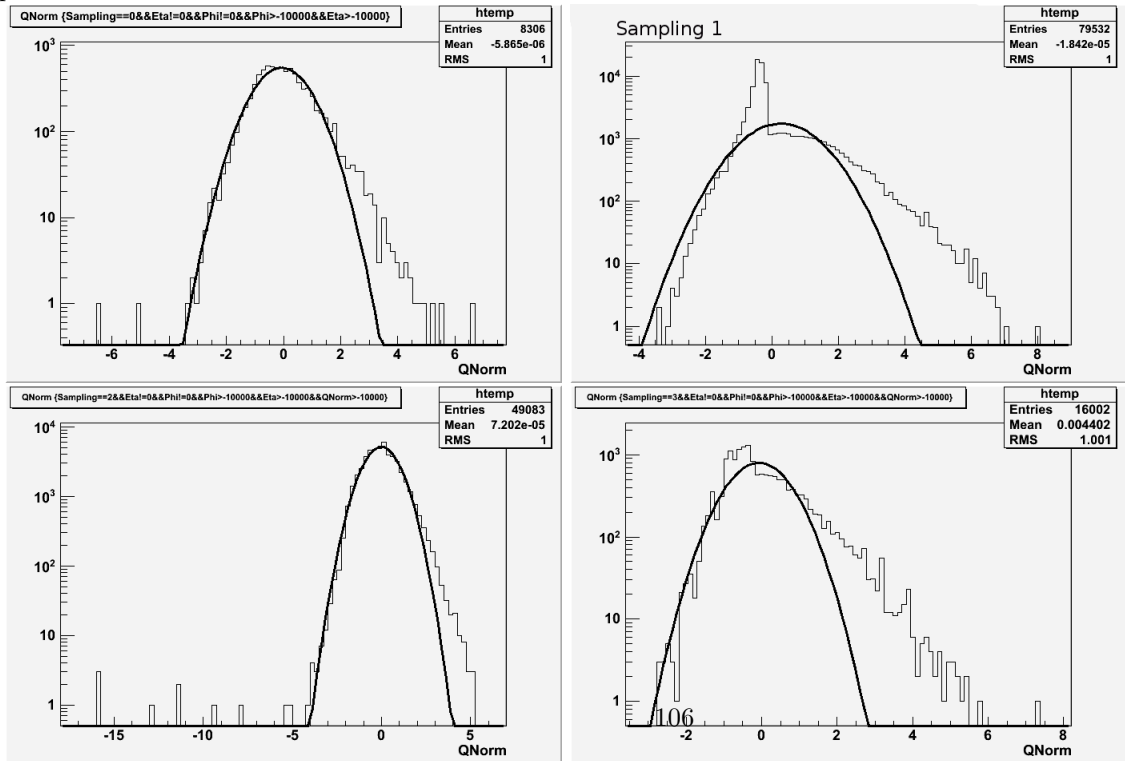


FIG. 3.16 – Représentation de la valeur Z construite à partir du facteur de qualité et courbe ajustée pour le pré-échantillonneur.

3.8. COMPARAISON DE LA QUALITÉ DES DIFFÉRENTES MÉTHODES

Le lecteur peut se demander, avec raison, si l'efficacité de cette dernière méthode ne peut pas être due à la chance. Nous avons donc tenté de rechercher plusieurs estimateurs dans le but de nous assurer que cette méthode détecte les événements ou cellules anormales en utilisant des critères adaptés à la détection de ces cellules ou événements anormaux.

Nous pouvons dans un premier temps constater que les événements anormaux ne représentent moins de 5% des événements enregistrés par le détecteur. Néanmoins, un estimateur plus quantitatif est nécessaire.

Il est possible de calculer alors la probabilité que notre méthode détecte un sous-ensemble des événements ou cellules bruyantes de manière totalement aléatoire.

Plus cette probabilité sera faible, meilleure sera notre critère.

Cette probabilité se calcule de la méthode suivante.

Prenons un échantillon de N événements (ou cellules) que nous avons étudié au préalable afin de déterminer les événements qui sont issus de cellules bruyantes. Dans les faits bien sûr il n'est pas possible de détecter à 100% ces événements mais nous désirons simplement illustrer comment tester les performances de notre nouvelle méthode.

Considérons que dans les lots d'objets que nous considérerons dans la suite (événements ou cellules au sein d'un événement) nous ayons au total N objets. Nous appellerons P le nombre d'objets trouvés par notre méthode, Q le nombre d'objets trouvés par la méthode à laquelle nous voulons nous comparer et M le nombre d'objets commun aux deux méthodes.

Considérons que notre méthode détecte P événements (ou cellules) anormaux tandis que l'échantillon considéré en référence contient Q événements (ou cellules) bruyants. Quelle est la probabilité que notre méthode observe un sous-ensemble de M événements (ou cellules) bruyants contenu dans les Q événements (ou cellules) ?

Le nombre de possibilités d'observer P événements bruyants sur un ensemble de N événements est donnée par la formule combinatoire :

$$n = \frac{N!}{(N - P)!P!} \quad (3.8.21)$$

Celui d'observer M événements bruyants sur les Q présents se calcule de la même façon :

$$n' = \frac{Q!}{(Q - M)!M!} \quad (3.8.22)$$

Une fois que ces M événements ou cellules bruyantes ont été fixés, il reste $N - M$ événements parmi lesquels les $P - M$ événements ne sont pas considérés bruyants par notre nouvel algorithme (ou dont l'aspect bruyant n'aurait pas été détecté par la méthode ayant servi à construire cet échantillon d'événements "purs", mais qui dans les fait contient des événements non buités) avec laquelle nous voulons comparer cette nouvelle méthode.

Puisque les M événements observés sont dans les Q événements considérés bruyants, il ne faut pas compter les $Q - M$ événements restants puisque tout événement alors observé parmi ces $Q - M$ événements ferait augmenter M . Il faut donc calculer le nombre de possibilités de tirer $P - M$ événements dans $N - Q$ événements :

$$n'' = \frac{(N - Q)!}{(N - Q - P + M)!(P - M)!} \quad (3.8.23)$$

La probabilité finale est donc donnée par la formule suivante

3.8. COMPARAISON DE LA QUALITÉ DES DIFFÉRENTES MÉTHODES

$$p = \frac{n' \times n''}{n} = \frac{\mathcal{C}_Q^M \mathcal{C}_{N-Q}^{P-M}}{\mathcal{C}_N^P} \quad (3.8.24)$$

La fonction qui permet de calculer la probabilité que nous trouvions par un tirage aléatoire M évènements parmi les Q déjà observés est donc une loi hypergéométrique. Cette probabilité diminue rapidement si N est grand et Q faible ce qui est le cas à la fois pour les cellules et les évènements.

Si la probabilité est réellement faible, ce qui signifie qu'il est peu probable de trouver de manière aléatoire le même ensemble que celui obtenu par une méthode appropriée, le fait que nous observions de manière systématique un sous ensemble important de l'ensemble obtenu par une première méthode par une seconde méthode permet de nous assurer de la qualité de notre méthode. En effet dans ce cas, cela signifie que les critères de rejet d'une cellule se recoupent dans les deux méthodes.

Du fait du nombre important de cellules dans un évènement, il est difficile de calculer cette variable de manière numérique (essentiellement du fait du calcul des factorielles qui diverge rapidement numériquement), la propagation des erreurs numériques pouvant vite amener à des valeurs de probabilité supérieures à 1 et nous avons donc finalement abandonné cette variable pour contrôler les performances des méthodes que nous avons développées.

Afin de nous assurer de la performance d'une méthode, il est, comme nous l'évoquions, nécessaire de construire un ensemble de référence d'évènements bruités auquel nous confronterons les différentes méthodes que nous désirons comparer.

Une variable a été développée historiquement afin de construire cet échantillon. Originellement, cette variable était utilisée afin de rejeter les évènements bruités.

Cette variable dénommée $Y_{3\sigma}$ pour "Yield above 3 sigma" ou rendement à 3 sigma représente la fraction du nombre de cellules d'une partition dont l'énergie déposée est supérieure à 3 fois le bruit moyen dans cette cellule :

$$Y_{3\sigma} = \frac{N_{cell}(E_{cell} > 3\sigma_{cell})}{N_{cell}} \quad (3.8.25)$$

Cette variable ne peut être utilisée que dans certains canaux de prise de données et il n'est pas possible de l'utiliser dans les canaux de physique car ces évènements sont généralement détectés dans la queue de distribution de cette variable.

Cette variable ne peut donc permettre la création d'un ensemble pur de mauvais évènements que dans les canaux de prise de données qui n'enregistrent pas de physique. Elle a donc un intérêt limité puisqu'il n'est justement pas possible de nous assurer des performances de notre méthode dans les canaux de physique où ces bruits de fond peuvent avoir un impact important.

Une dernière méthode a été développée pour contrôler les performances des méthodes utilisées. Cette dernière méthode semble être un moyen fiable de contrôler la qualité des méthodes de réjection. Nous l'utiliserons donc dans la suite afin de nous assurer des performances des méthodes que nous avons développées.

Il est possible pour chaque cellule du calorimètre de mesurer l'impulsion selon les axes x , y et z où l'axe x est pris selon la direction du faisceau.

Ces trois variables (en pratique nous n'en choisisons qu'une mais nous avons vérifié que chacune des variables avait le même comportement), présente l'avantage d'avoir une distribution symétrique assez proche d'une distribution gaussienne, centrée sur zéro et dont l'écart type est caractéristique de l'étendue des valeurs des dépôts dans le calorimètre électromagnétique (c'est aussi valable pour les autres calorimètres bien sûr).

Il est donc possible d'utiliser cette variable pour réaliser nos vérifications et contrôler l'efficacité de notre méthode.

Les cellules présentant une déviation sont situées en queue de distribution tandis que les cellules valables sont situées au centre de la distribution.

Par ailleurs, cette variable peut aussi être utilisée pour nous assurer que la méthode détecte bien les mauvais événements.

La question qui se pose alors devient donc comment pouvons-nous utiliser cette variable.

Nous ne supprimons pas les événements situés dans les queues de ces distributions nous mêmes. En effet, notre méthode, en écartant les événements déviants, devrait aussi écarter les événements situés dans les queues de ces distributions ce qui entraîne une diminution de l'écart type de cette gaussienne.

Deux méthodes qui supprimeraient aussi efficacement les différents bruits de fond devraient en principe réduire l'écart-type dans les mêmes proportions. Bien sûr afin d'éviter une suppression de cellules ayant un comportement normal, nous ne pouvons juste demander que l'impulsion soit réduite. Il faut s'assurer que c'est le cas en supprimant le même nombre de cellules avec les deux méthodes. Dans le cas contraire, on pourrait diminuer arbitrairement le nombre de cellules autant que l'on voudrait.

La meilleure méthode réduira l'impulsion de manière plus drastique et les performances peuvent donc être contrôlée assez facilement.

Il est important d'avoir recours à plusieurs moyens de contrôle pour nous assurer que les performances d'une méthode surpassent celles d'une autre méthode.

L'utilisation conjointe des différentes méthodes citées constitue donc le contrôle ultime des performances d'une nouvelle méthode.

La méthode de réjection spatiale que nous avons développée a été confrontée aux méthodes précédemment développées en comparant l'écart type de la distribution du p_x pour plusieurs samplings afin de nous assurer de la qualité de la méthode que nous avons développée.

Les résultats sont présentés sur la figure 3.17.

La courbe noire correspond au comportement de notre méthode pour différentes valeurs de σ_{cut} . Le point rouge correspond à la valeur obtenue pour la méthode officielle et la courbe cyan correspond au cas où les cellules sont supprimées de manière aléatoires.

On observe que pour une même valeur de σ que pour la méthode actuellement utilisée, notre méthode donne une valeur de σ_{px} plus petite que celle de la méthode officielle ce qui confirme que notre méthode a un meilleur impact. La comparaison avec la réjection aléatoire nous permet de confirmer que les cellules rejetées le sont selon des raisons précises ce qui appuie son efficacité et que la réjection n'est pas réalisée aléatoirement.

3.9 Méthode de réjection temporelle

La méthode de réjection spatiale s'avérerait en fin de compte ne pas être la meilleure solution pour la détection des noise-bursts.

Ceci est principalement du au fait que lorsqu'un tel événement se produit, la partition est complètement remplie par du bruit et deux cellules proches sur une même ligne en η peuvent avoir des comportements similaires.

Par ailleurs, la réjection des cellules déviantes, telles les cellules présentant un bruit sporadiques ne sont détectées qu'une fois que les noise-bursts ont été détectés et que les événements en question ont été écartés de l'analyse.

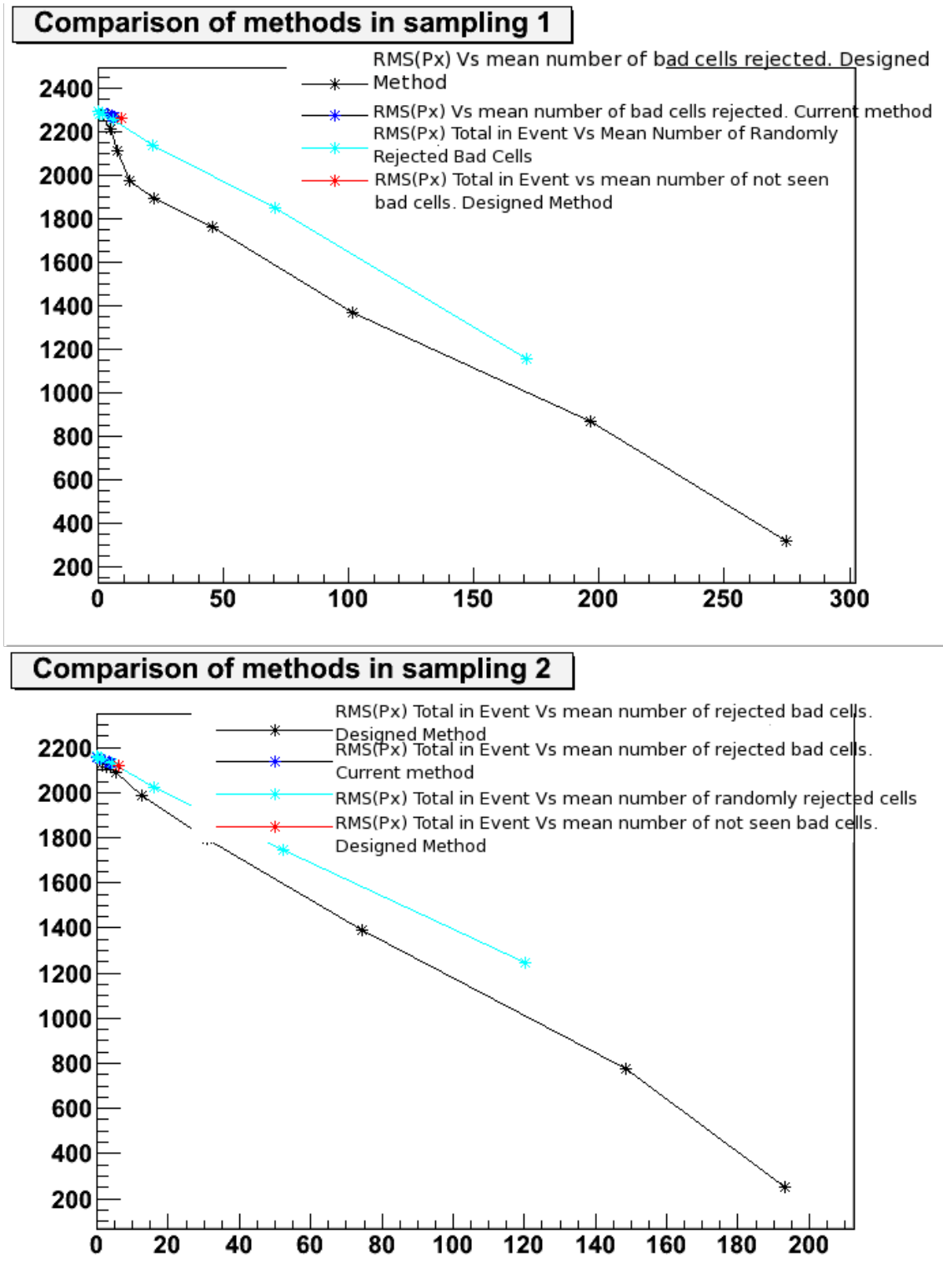


FIG. 3.17 – Valeur de σ_{p_x} pour différentes valeurs de coupures pour les samplings 1 et 2. Le résultat obtenu pour la méthode standard est présenté avec une croix rouge (*)

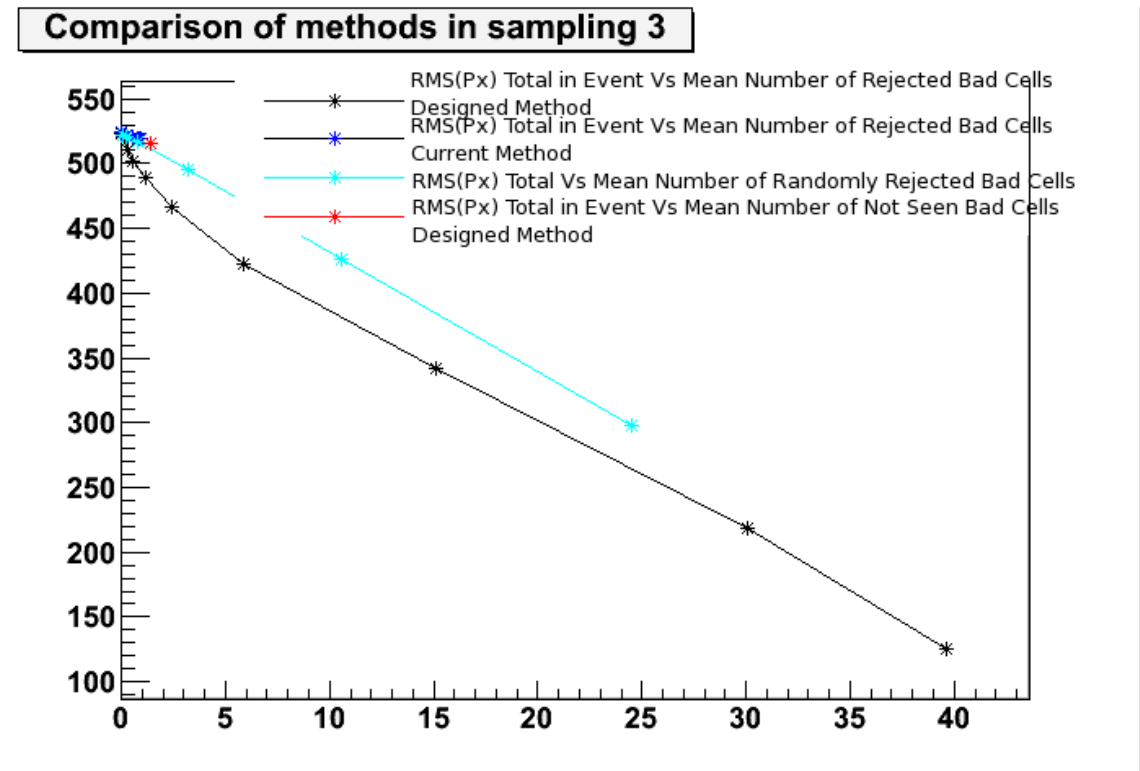


FIG. 3.18 – Valeur de σ_{px} pour différentes valeurs de coupures pour le sampling 3. Le résultat obtenu pour la méthode standard est présenté avec une croix rouge (*)

Néanmoins, il est possible d'utiliser le même raisonnement pour analyser le comportement temporel des cellules et trouver un critère nous permettant de détecter la présence d'un bruit important dans une cellule à un instant donné.

Nous utiliserons alors la propriété de comportement collectif des noise-bursts (le fait que de nombreuses cellules sont affectées en même temps pour détecter les événements de bruit.

Ainsi avec cette méthode de réjection temporelle, il est possible, dès lors que les données sont accessibles, de détecter événement par événements les Noise-Bursts mais aussi les cellules présentant un comportement déviant durant un intervalle de temps court.

Par ailleurs puisque le critère permettant de mettre en avant le comportement collectif n'est appliqué qu'une fois qu'un lot de cellules déviantes a été détecté, les cellules déviantes seront dans tous les cas détectées si le critère utilisé est sensé.

Cette nouvelle méthode est une méthode universelle permettant de traiter l'ensemble des problèmes affectant le calorimètre électromagnétique.

Comme elle ne se base que sur les critères statistiques et peu sur le fonctionnement intrinsèque du calorimètre électromagnétique, cette méthode peut aussi être utilisée pour détecter les problèmes dans d'autres sous-détecteurs.

Le principal problème désormais est de développer un algorithme suffisamment puissant pour

détecter de manière systématique et dans toutes les conditions les noise-bursts tout en rejetant un minimum d'évènements physiques.

Nous avons recours dans cette partie aux théorèmes que nous avons déjà abordés dans ce chapitre.

L'idée que nous avons utilisée est similaire mais l'approche dans le développement nécessite d'être repensée.

Dans la partie précédente, nous calculons pour chaque cellule la valeur moyenne des quantités étudiées et nous comparons cette valeur moyenne à la valeur moyenne de la tranche en η considérée et utilisons l'écart type de cette valeur au niveau de la tranche en η pour obtenir l'écart type de la gaussienne égal à 1.

Dans notre approche, nous calculons pour chaque cellule de la partition considérée la valeur moyenne de l'énergie ainsi que l'écart type associé.

Cette valeur moyenne sera alors la valeur de référence à laquelle nous nous référerons pour prendre notre décision finale. En divisant ensuite par l'écart type ou par une puissance de l'écart type en fonction du choix de variable finale considérée, nous avons finalement la possibilité de construire une variable adimensionnée que nous pourrions utiliser dans l'ensemble du détecteur.

L'avantage de cette variable réside ensuite dans le fait que cette variable a en principe la même distribution pour chaque cellule du détecteur et ne dépend plus de la position de celle ci dans notre détecteur. Il nous est donc possible de fixer une limite acceptable sur cette nouvelle variable afin de détecter les cellules anormales.

Le calcul de l'écart-type et de la moyenne doit être rapide afin que cette méthode puisse être utilisée dans le temps requis pour l'analyse préliminaire de la qualité des données.

Ainsi le nombre de cellule étudiées est réduit en requérant que l'énergie déposée dans une cellule doit être supérieure à trois fois le bruit mesuré dans cette cellule.

Par ailleurs, un arbre est utilisé afin de rechercher les cellules grâce à leur identifiant.

Ces deux points permettent un gain de temps considérable lors de cette étape préliminaire.

Une fois que nous avons calculé les moyennes et les écarts types des quantités qui nous intéressent dans cette étude, il est nécessaire de faire fonctionner la deuxième partie de l'algorithme sur ces données une deuxième fois afin d'appliquer les coupures au niveau de chaque cellule.

A ce niveau, plusieurs approches peuvent être adoptées.

3.9.1 Approche du théorème de la limite centrale

La première approche consiste à calculer la variable $\mathcal{Z}(var) = \frac{var - \mu_{var}}{\sigma_{var}}$ pour chaque évènement et pour chacune des variables intéressantes pour détecter une cellule anormale.

Comme nous l'avons déjà précisé précédemment, trois variables peuvent être combinées pour mettre en avant une mauvaise cellule.

Plusieurs choix de combinaisons ont été étudiés dans ce cas et nous avons finalement conclu que la combinaison

$$\mathcal{Z}(Q) > \mathcal{Z}(Q)_{cut} \quad \mathcal{Z}(E) > \mathcal{Z}(E)_{cut} \quad (3.9.26)$$

était la plus appropriée.

Nous nous conformerons donc à ce choix dans la suite de cette étude. Dans cette étude la variable \mathcal{Z} que nous calculons pour chacune de ces deux variables, n'est pas distribuée comme une gaussienne comme c'était le cas dans l'étude spatiale.

Le lecteur ne doit pas être étonné de ce fait puisque nous ne sommes pas dans les conditions du théorème de la limite centrale. En effet dans l'étude temporelle que nous étudions dans cette section, la variable \mathcal{Z} n'est pas la variable présentée dans le cadre du théorème de la limite centrale

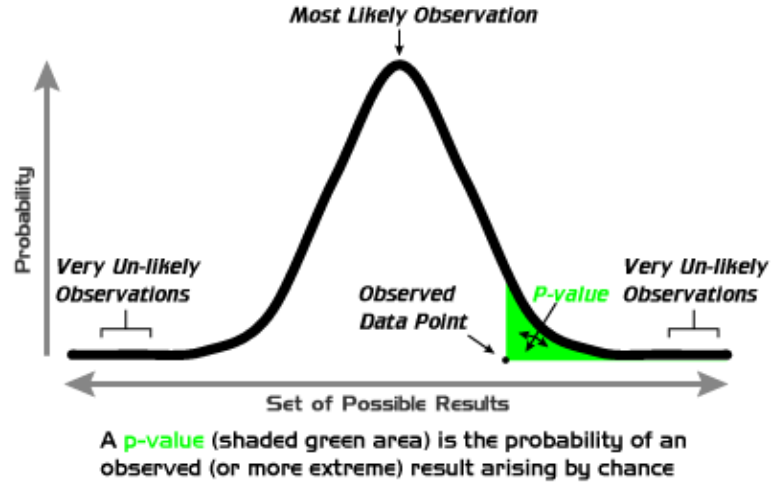


FIG. 3.19 – Illustration de la p-value pour le cas d’une gaussienne. Dans un test d’hypothèse, la p-value représente souvent la probabilité que le test d’hypothèse ne réussisse pas. Dans notre cas ceci représente la probabilité que la cellule considérée présente un comportement déviant

puisque nous ne comparons pas la moyenne sur plusieurs évènements à la moyenne sur l’ensemble des évènements de l’intervalle considéré. De fait, dans notre cas nous utilisons cette méthode pour développer une variable dont la moyenne sera nulle et dont l’écart type sera égal à 1 par définition. Par ailleurs cette variable sera adimensionnée et les coupures que nous appliquons sont de fait moins sensibles à la taille des cellules ce qui permet d’utiliser une seule coupure pour l’ensemble des variables que l’on utilise dans la combinaison étudiée (dans notre cas Q et l’énergie).

La p-value que nous définissons dans cette étude (voir 3.19) est obtenue en utilisant le théorème de Fisher-Tippett-Gnedenko.

Nous avons étudié pour vérifier plusieurs coupures en variant la coupure entre 2 et 72 pour voir si il était possible d’optimiser cette coupure mais le choix défini par le théorème de FTG donne une coupure presque optimale.

Approche du χ^2

Considérons une quantité X distribuée selon une gaussienne et une série d’échantillons X_1, X_2, \dots, X_n obtenus de cette distribution. Dans ce cas si pour chaque mesure nous calculons la variable $Z' = \left(\frac{x_i - \mu}{\sigma}\right)$ est distribuée selon une loi du χ^2 .

Cette distribution a pour densité de probabilité :

$$d = \frac{1}{2^{\frac{k}{2}} \Gamma(\frac{k}{2})} x^{\frac{k}{2}-1} \exp\left(-\frac{x}{2}\right) \quad (3.9.27)$$

si $x > 0$ mais est nulle dans le cas contraire.

Les distributions que nous utilisons ne sont pas normales mais nous utilisons l’hypothèse de faible déviation du comportement gaussien.

La distribution finale n'est donc en principe pas une réelle distribution de χ^2 . Néanmoins ceci ne pose pas réellement de problème dans les faits et les tests réalisés montrent une meilleure sensibilité de cette méthode en particulier dans les canaux de mesures où les cellules sont faiblement touchées durant un bloc de luminosité.

Nous adoptons donc cette méthode de réjection temporelle dans la suite et utilisons la distribution du χ^2 pour fixer les coupures en demandant que la p-value soit égale à $\sim 1\%$

3.9.2 Réjection des Noise-Bursts

Nous nous sommes jusqu'à présent focalisés sur la détection des cellules présentant des comportements déviants mais n'avons pas encore abordé la détection des événements de Noise-bursts qui nous intéresse dans cette étude.

Cette étude utilise néanmoins les résultats de la précédente étude et la détection des Noise-Bursts passe par l'identification de ces cellules se comportant anormalement.

La question qui doit être posée avant d'aller plus loin est la suivante :

Qu'est ce qui caractérise un Noise-Burst ?

Nous avons mené plusieurs analyses dans le but de comprendre les aspects des noise bursts et nous avons conclu que trois aspects devaient être pris en compte pour caractériser les noise bursts.

Nous observons que durant un noise burst, le nombre de cellules contenant un signal supérieur à trois fois le bruit moyen dans la cellule augmente fortement dans les partitions affectées.

Par ailleurs, le nombre de cellules considérée bruyantes augmente lui aussi et ce nombre est en fait relié au nombre de cellules contenant un signal ce qui nous permet de définir une densité de cellules considérées déviantes pour les noise bursts.

Nous avons observé (voir 3.20) que dans le plan $\log N_{Bad\ Cells}$ vs $\log N$, où $N_{Bad\ Cells}$ représente le nombre de mauvaises cellules trouvées avec la méthode de réjection temporelle précédemment introduite, les Noise-Bursts sont essentiellement localisés dans la région de grande valeur et nous pouvons donc appliquer une coupure de la forme :

$$\mathcal{S}_{\dagger} = \log N_{Bad\ Cells} + \log N < \text{Cut} \quad (3.9.28)$$

Le choix du logarithme est purement pratique et a pour but de mettre sur un pied d'égalité le nombre de cellules et le nombre de cellules bruyantes.

En utilisant le critère du nombre de cellules bruyantes, nous pouvons calculer la probabilité qu'un événement contienne N cellules bruyantes. Cette probabilité est égale à $p_{bruyante}^N$ dans le cas où les cellules ont les mêmes caractéristiques, ce qui est vrai en première approximation en utilisant notre méthode.

En utilisant différents critères, il est possible de fait de réduire la probabilité qu'un événement présente un tel bruit et l'idée est ici de restreindre au maximum l'espace des phases disponible.

On peut aussi remarquer sur la figure 3.21 que cette somme est distribuée selon une gaussienne où les extrémités présentent néanmoins une déviation par rapport au comportement purement gaussien. Par ailleurs, la moyenne fluctue en fonction du type de flux de données que l'on regarde tandis que l'écart type est fixé. Ceci nous permet de supprimer les événements au delà de plusieurs σ , cette valeur de $n \times \sigma$ étant fixée de sorte à rejeter le maximum d'événements bruyants tout en minimisant le nombre d'événements valables supprimés.

Les déviations peuvent être exploitées pour mettre en avant les problèmes affectant le détecteur.

Lorsque l'on applique cette méthode nous observons alors uniquement des événements de la forme de ceux présents sur la figure 3.22 qui sont bien des Noise-Bursts.

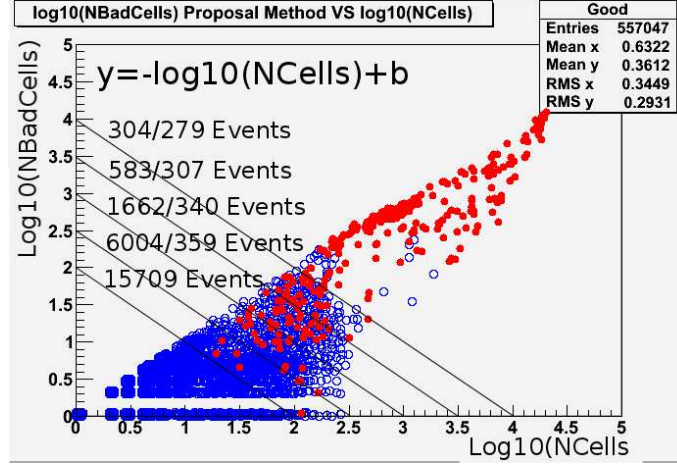


FIG. 3.20 – Distribution des évènements dans le plan $\log_{10}(N_{bad}) \times \log_{10}(N_{cells})$. Les valeurs présentées correspondent au nombre d'évènements rejetés (gauche) par rapport au nombre d'évènements qui sont visuellement mauvais (droite) ceci permet donc d'estimer la coupure optimale à appliquer dans ce plan.

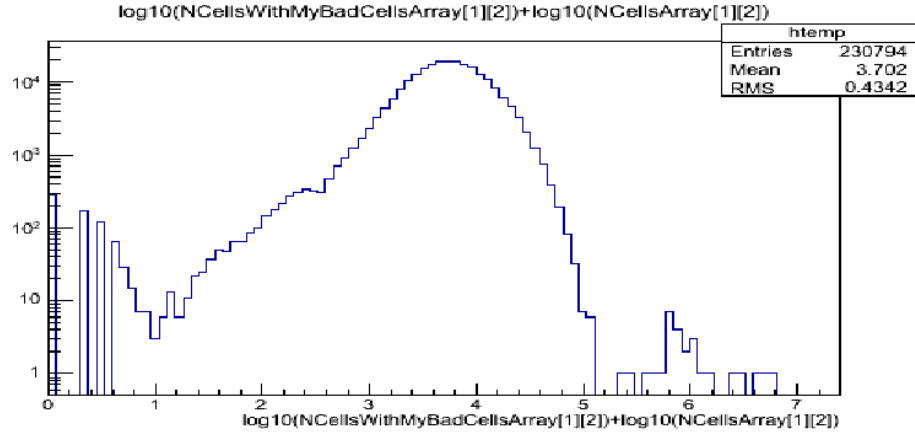


FIG. 3.21 – Distribution de S_l

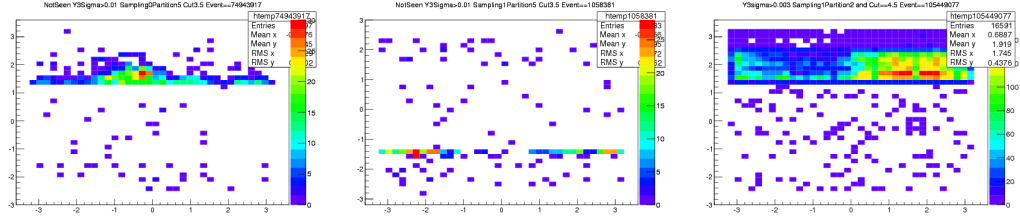


FIG. 3.22 – Présentation d'un échantillon de Noise Bursts obtenus avec la méthode présentée. Les deux premiers Noise Bursts ne sont pas observés par les méthodes standards.

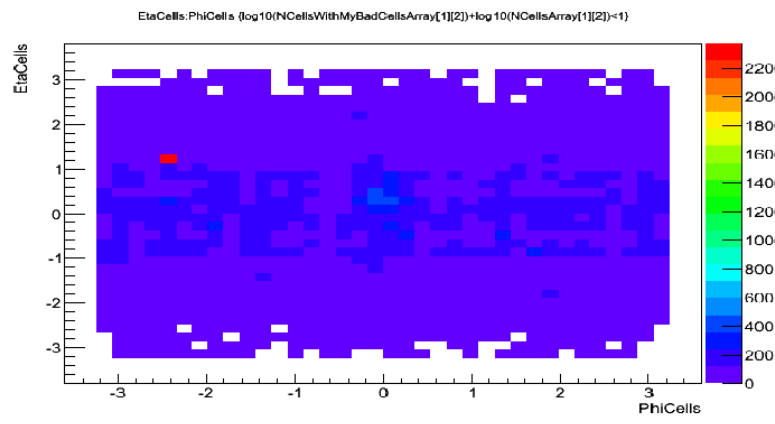


FIG. 3.23 – Régions à faibles valeurs de S_l .

Par ailleurs la région à faibles valeurs est aussi une région d'intérêt où nous pouvons observer des événements du type de ceux présentés sur la figure 3.23 :

Cette région est particulièrement utile pour mettre en avant les cellules déviantes.

Nous n'avons pas essayé dans cette étude d'optimiser la variable que l'on utilise pour la discussion mais une analyse en composantes principales pourrait être utilisée pour combiner différemment les deux logarithmes et faire apparaître plus nettement les événements de Noise Bursts. En accentuant l'importance des cellules bruyantes, il est possible de décaler les Noise bursts vers la droite de la distribution tandis que les bons événements resteront à gauche.

Cette étude sera probablement réalisée plus tard.

Nous avons en revanche tenté de combiner différentes variables entre elles afin de comprendre quelles autres coupures pourraient être appliquées et peut être ouvrir la voie à des méthodes de réjections multivariées adaptées.

En particuliers nous avons mis en évidence deux combinaisons supplémentaires pouvant être utilisées (voir les figures 3.24).

Nous observons que ces deux lots de coupures permettent de séparer de manière claire les événements bruyants et les événements non bruyants et la combinaison de ces différents choix peut donc permettre de détecter avec une plus grande précision les événements bruyants.

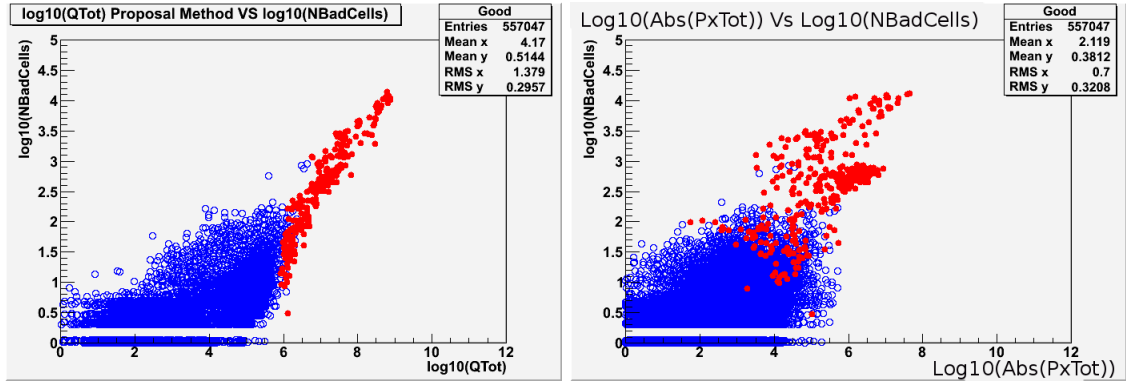


FIG. 3.24 – Séparation des évènements bruyants et bons évènements dans le plan $\log(N_{Bad\ Cells}) \times Q_{tot}$ et dans le plan $\log(N_{Bad\ Cells}) \times Q_{tot}$. Les évènements en rouges ont été sélectionnés par la méthode précédemment introduite et sont donc considérés bruyants.

3.10 Combinaison des différentes méthodes

Finalement nous utilisons à la fois les informations sur le comportement temporel mesuré et les critères spatiaux pour détecter les Noises-bursts.

En dernier lieu, les méthodes développées doivent être capables de détecter ces évènements anormaux mais aussi l'ensemble des cellules pouvant être problématiques dans les études de physiques dans le cas où elles serviraient d'initiateur aux algorithmes de reconstruction de particules.

Nous avons donc analysé le comportement combiné des deux méthodes que nous venons de présenter afin de mettre en avant la nécessité de l'utilisation combinée de ces deux méthodes.

L'approche est la suivante. Dans un premier temps, nous détectons les cellules anormales et nous les utilisons pour détecter les évènements présentant des topologies de Noise-bursts.

Une fois ces évènements anormaux écartés, nous écartons les cellules définies comme mauvaises par la méthode détaillée dans la section précédente.

A ce stade, nous avons donc en principe écarté l'ensemble des cellules qui étaient bruyantes durant un laps de temps court en comparaison de la taille de l'intervalle de temps considéré.

Néanmoins, certaines cellules, présentant un comportement anormal sur une échelle de temps de l'ordre de l'intervalle de temps considéré pour le calcul des quantités statistiques, ne peuvent être supprimées et il est donc nécessaire d'utiliser le premier algorithme que nous avons présenté afin de détecter et écarter ces cellules particulières.

Une question subsiste néanmoins, quel est l'impact réel de la première méthode (spatiale) une fois que la méthode de la section précédente a été utilisée pour mettre en avant les cellules déviantes.

La figure 3.25 montre l'impact relatif de chacune des méthodes. Nous avons utilisé, comme critère de pureté d'un échantillon, la valeur de l'écart type du px mesuré.

Cette figure met en avant que la méthode de réjection spatiale a un impact faible et que peu de cellules sont supprimées par cette méthode. En revanche la seconde méthode a un impact important et celle-ci est plus performante que ce soit pour détecter les mauvaises cellules ou les noise-bursts.

La méthode spatiale apporte quelques corrections qui peuvent être utiles pour détecter les quelques cellules qui n'auraient pas été détectées par les coupures temporelles.

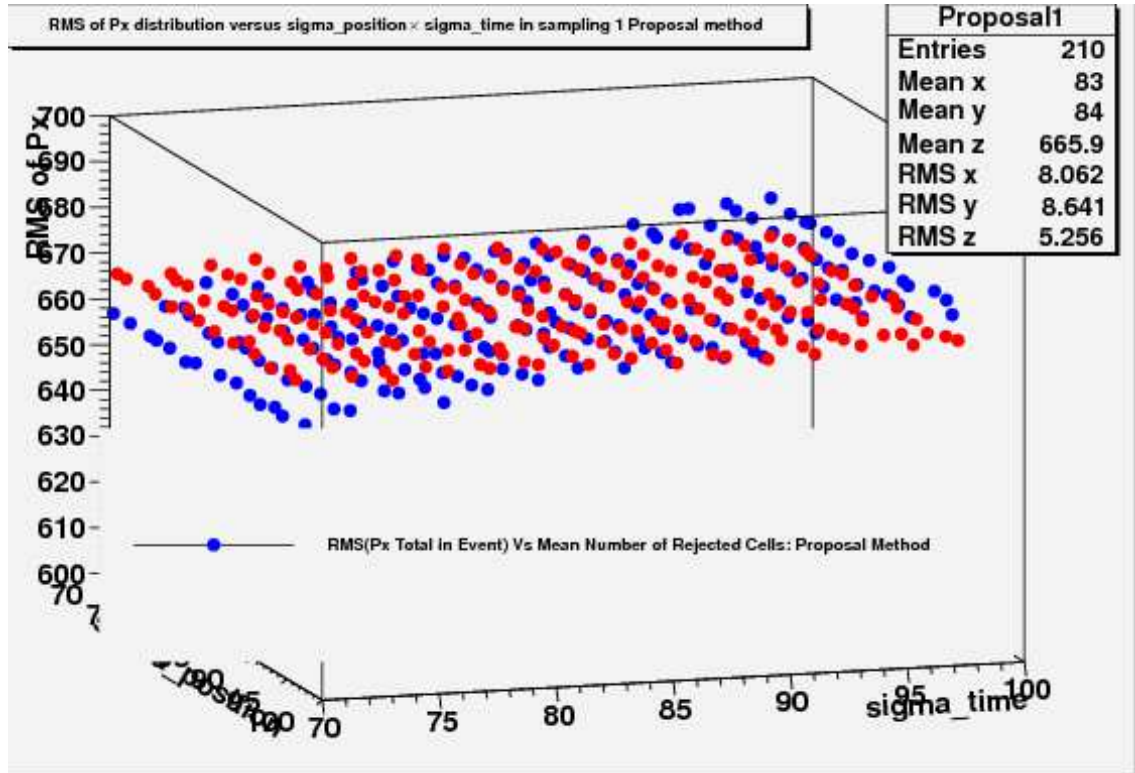


FIG. 3.25 – Graphique montrant l’effet relatif du choix de la coupure utilisée sur l’écart type du p_x constaté pour chacune des méthodes. La courbe rouge représente la surface située à la valeur mesurée pour la méthode actuellement utilisée par l’expérience. Les grandes valeurs de sigma sont liées au fait que nous utilisons le χ^2 . Dans le cas où nous utiliserions le χ , nous aurions la racine carrée de ces valeurs. On voit que les valeurs nécessaires à la réjection des mauvaises cellules sont des valeurs importantes.

3.11 Perspectives

Les différentes méthodes que nous avons développées dans cette étude sont des méthodes très générales, afin de détecter les événements présentant des topologies extrêmes et aberrantes.

L’avantage de ces méthodes est qu’elles ne font aucune hypothèse sur les données observées et sont basées sur l’utilisation des théorèmes généraux issus des statistiques. Les hypothèses utilisées sont donc très faibles tandis que les conclusions sont finalement très fortes. Ces méthodes ont été développées dans l’optique d’en faire des outils de détection puissants qui ne se restreindraient pas à la détection de bruits de fond, l’étude des bruits de fond n’étant en fin de compte qu’un cas d’étude particulier qui nous a permis de confronter nos méthodes aux données réelles dans un contexte de détection défini.

Nous avons vu par ailleurs que nos méthodes étaient capables de s’adapter au type de canal de prise de données sur lequel nous l’appliquions sans que l’on ait à ajuster manuellement les paramètres utilisés.

Un simple ajustement des courbes obtenues dans le cadre de cette étude est suffisant pour extraire les quantités comme la moyenne ou l'écart type des variables utilisées et ainsi décider les valeurs de coupures que nous devons appliquer à ces variables en terme de moyenne et d'écart type.

L'expérience ATLAS a été conçue pour la recherche de nouvelle physique et nous pensons que ces méthodes peuvent être utilisées pour mettre en avant la présence de nouvelle physique dans des topologies bien particulières.

Ces méthodes ne pourront bien sûr pas être utilisées seules ou devront être légèrement adaptées pour ce type d'étude puisque l'étude que nous réalisons ne s'effectue qu'au niveau des cellules tandis que les études de physique ont besoin de l'information sur le contenu en particules présentes dans chaque événement.

Nous avons utilisé dans le cadre de cette étude deux autres méthodes mais le manque de temps nous a empêché de conclure pleinement sur l'efficacité de ces deux méthodes et de plus amples travaux seront nécessaires pour approfondir ces résultats. Nous pensons néanmoins que ces méthodes doivent être soulignées car elles apparaissent peu sinon jamais dans notre communauté et pourraient se montrer d'intérêt pour un vaste nombre d'études.

3.11.1 Réjection directe des bruits de fond

La façon dont cette méthode a été implémentée permet en principe son utilisation au niveau du trigger de sorte à rejeter en temps réel les noise-bursts. Il est néanmoins nécessaire d'utiliser les études qui ont été réalisées en ligne afin de fixer les paramètres de départ dans le but de rejeter les bruits de fond qui affecteraient les premiers événements de la prise de donnée.

La possibilité d'utiliser cette méthode en ligne réside dans la façon dont nous calculons l'écart type et la moyenne.

Dans le cas où nous utilisons cette méthode hors ligne, nous utilisons une méthode en deux temps afin d'optimiser la méthode et augmenter la statistique utilisée pour calculer les propriétés des cellules que l'on utilise dans notre algorithme.

Ceci est sensé puisque nous utilisons des données d'un run de données et que l'algorithme est appliqué en parallèle. Ainsi nous calculons les caractéristiques de nos cellules sur une durée d'un bloc de luminosité puisque chaque fichier est enregistré pour un bloc de luminosité.

La moyenne et l'écart type sont calculés en utilisant :

$$\mu_N(X) = \mu_{N-1}(X) + \frac{X_N - \mu_{N-1}(X)}{N} \quad (3.11.29)$$

$$\sigma_N(X) = \sigma_{N-1}(X) + \frac{N-1}{N} (X_N - \mu_{N-1})^2 \quad (3.11.30)$$

Le lecteur pourra vérifier que ces deux formules donnent en effet le bon résultat pour le calcul de ces quantités.

Cette méthode permet de calculer rapidement et en temps réel, mais aussi en évitant les erreurs de troncature liées aux limites du calcul numérique.

Il est donc possible d'utiliser ces propriétés pour calculer en temps réel ces quantités et comparer les valeurs des quantités mesurées au niveau des cellules, tours ou autre à ces mêmes quantités statistiques.

L'avantage est visible puisque dans ce cas, nous pourrions nous abstenir d'avoir recours à une vérification humaine annexe et les données seront plus rapidement disponibles.

Dans le cas où cette méthode serait utilisée pour mettre en avant des événements de physiques bien particuliers, cette décision pourra alors être prise au niveau du trigger.

3.11.2 Algorithme de Hurst et bruit de Hurst

Nous avons essayé dans cette étude d'exploiter plusieurs autres propriétés des événements présentant des Noise-Bursts. La méthode que nous présentons dans cette étude est une méthode très générale ayant été développée par Hurst (voir [71]) dans le but d'étudier les crues et décrues du Nil et peut être utilisée pour l'étude de l'accumulation de l'énergie dans le détecteur.

Les crues et décrues du Nil sont liées à l'environnement du Nil et plus particulièrement de la capacité des berges à accumuler l'eau lors des crues.

Ces méthodes peuvent être utilisées pour étudier la relaxation du détecteur et comprendre la nature de l'accumulation de l'énergie par le détecteur au cours des collisions et ainsi remonter à l'évolution temporelle des collisions afin de comprendre un peu plus les données que nous étudions dans le détecteur ATLAS.

Cette étude est reliée à l'étude des propriétés fractales des données que nous étudions et plus particulièrement aux propriétés fractales lors de l'interaction entre les particules ou bruits de fond avec le détecteur.

Cette étude est réellement novatrice et a pour but de mettre en avant de nouvelles méthodes pouvant être utilisées pour comprendre plus en profondeur notre détecteur mais aussi la nature des collisions que nous étudions.

L'idée derrière cette étude est d'étudier l'accumulation des quantités extensives sur différents intervalles de temps. Nous étudions ces quantités sur des intervalles qui sont des multiples de 2 événements.

Soient $X=X_1, X_2 \dots X_N$ la série des valeurs mesurées sur un intervalle de longueur N .

On calcule alors les quantités suivantes :

- La moyenne : $m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i$
- La valeur ajustée : $Y_i = X_i - m$
- La valeur cumulée sur un sous intervalle de longueur t : $Z_t = \sum_{i=1}^t Y_i$
- L'écart maximale sur l'intervalle de longueur N : $R = \max(Z_1, Z_2 \dots Z_n) - \min(Z_1, Z_2 \dots Z_n)$
- La déviation standard sur l'intervalle de longueur N : $\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_i - m)^2}$

On calcule alors le rapport $\frac{R(n)}{\sigma(n)}$. Nous calculons la moyenne sur l'ensemble des sous-intervalles de longueur 2^k

Cette moyenne suit alors en principe une loi de la forme :

$$E \left[\frac{R(n)}{\sigma(n)} \right] = C \cdot n^H \quad (3.11.31)$$

C est une constante caractéristique des données que nous étudions tandis que H est ce qu'on appelle l'exposant de Hurst.

Cet exposant varie entre 0 et 1 et le comportement de nos données dépend de H . Si H vaut 0.5, l'accumulation suit une loi gaussienne, et les données ont les caractéristiques d'un bruit brownien. Si $H < 0.5$ les données présentent un comportement anti-persistant tandis que si $H > 0.5$, les données présentent un comportement persistant.

L'étude des propriétés fractales des noise bursts est aussi possible de manière spatiale. Nous avons recours pour ceci à l'utilisation de quadrees qui nous permettent un partitionnement rapide et efficace de notre détecteur. Cette étude est encore au commencement et un travail plus conséquent doit encore être réalisé.

Pour le moment, les mesures réalisées, à partir des données étudiées, montrent que le comportement des données dans le calorimètre ATLAS est compatible avec chacun des régimes du fait de

l'importance des erreurs associées. Des calculs sur des intervalles de prise de données plus grands sont nécessaires mais n'ont pu encore être réalisés.

3.11.3 QuadTree

Les quadrees (voir [72]) sont comme leur nom l'indique, des arbres de données généralisant la notion d'arbre aux cas en deux dimensions.

Cet outil fait partie des techniques de partitionnement de l'espace et est particulièrement utilisé dans les problèmes de gestion des collisions où le nombre de calculs peut être très important si l'on a recours à des méthodes de partitionnement naïves.

L'idée derrière l'utilisation de cette méthode est que la complexité algorithmique de ce type d'objet est faible en comparaison de celle des méthodes de recherches naïves dont la complexité algorithmique est quadratique (voir en particulier la recherche dans un tableau à deux dimensions qui nécessite deux boucles imbriquées).

Il est possible de calculer que cette complexité est en $\mathcal{O}(\log(n))$ où n est le nombre d'objets dans notre évènement.

L'utilisation de ce type de méthode nous permet de restreindre les calculs à une seule branche et de rechercher rapidement un objet au sein de cet arbre de données.

La figure 3.26 représente un tel arbre avec le découpage pour chaque branche qui se sépare.

Dans cette analyse, notre but était d'amener une nouvelle variable afin d'intégrer pleinement la dimension spatiale de ces noise-burst.

Les noise-bursts présentent une structure fractale que nous voulions capturer et des méthodes de clustering adaptées pour capturer cet aspect doivent donc être utilisées. Une possibilité d'abord considérée était d'utiliser un théorème d'agglomération tel qu'utilisé en physique des jets mais ce type d'algorithme n'est pas adapté à notre problème car la taille des noise-bursts varie d'un évènement à un autre tandis que le paramètre de taille doit être fixé pour un résultat optimal dans le cas de l'algorithme "k-mean".

Le lecteur pourra noter au passage que c'est cette dernière propriété qui rend l'algorithme K-mean, particulièrement adapté à la reconstruction de jets de tailles fixées. En revanche cet algorithme présente une complexité algorithmique en $n \log(n)$

Une approche similaire aussi envisagée était le recours à l'algorithme de maximisation des attentes (EM clustering, [73]) permettant d'englober les régions présentant des Noise-Bursts. Le manque de temps n'a pas permis d'implémenter et d'étudier cette méthode dans le cas de notre problème.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.26, nous commençons par un arbre à une branche et chaque branche donne quatre sous-branches (ou quatre cellules adjacentes) à chaque séparation.

L'idée dans notre cas est de calculer en quelque sorte une dimension fractale (mais pas exactement) ou plus exactement la densité de cellules dans une certaine région de l'espace et d'étudier comment évolue cette dimension en fonction des niveaux pour ainsi obtenir un critère sur lequel il nous sera possible de couper.

L'utilisation des quadtree permet de faire ceci rapidement et de reproduire la structure fractale des noises burst en augmentant le nombre de niveaux.

Un paramètre important dans cette étude est le nombre maximal d'objets (où l'énergie maximale) que l'on accepte par segment et par niveau.

Par ailleurs, cette méthode pourrait être utilisée pour reconstruire rapidement et efficacement les particules dans les différents sous-détecteurs.

Cette étude est encore en cours au moment de l'écriture de cette thèse.

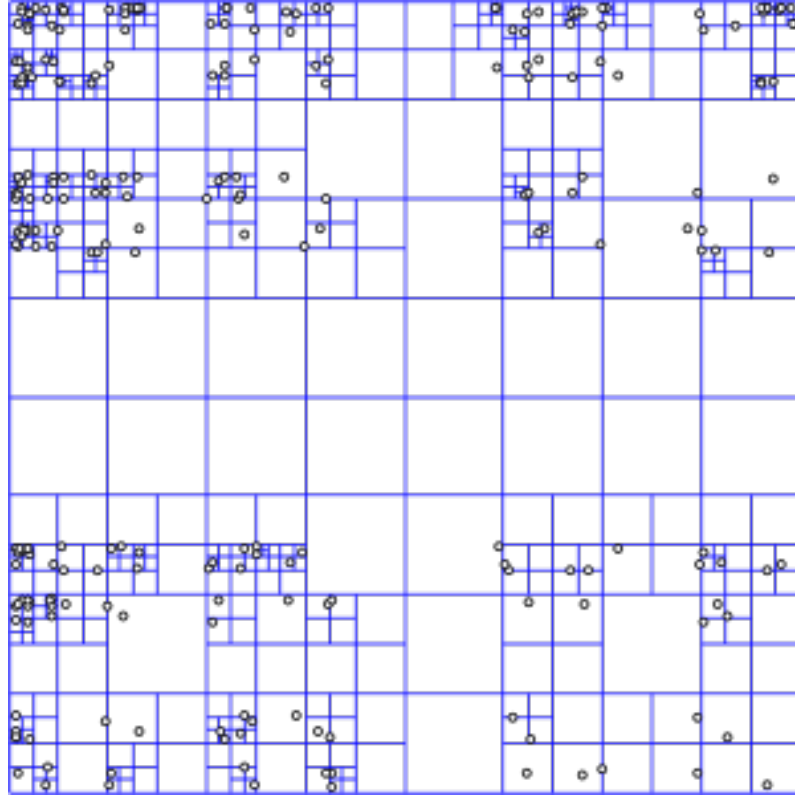


FIG. 3.26 – Représentation d'un quadtree avec le partitionnement des branches et les objets dans chaque branche

3.12 Conclusion

Nous avons présenté un ensemble de méthodes dans le but de répondre au besoin de détecter efficacement les différents bruits de fond qui affecte le calorimètre de l'expérience ATLAS.

La nécessité d'avoir des méthodes robustes mais aussi le fait que les méthodes de réjection utilisant des approches d'intelligence artificielle ne peuvent être utilisées à ce niveau nous ont poussés à développer une approche différentes des approches ayant été utilisées jusqu'à aujourd'hui tout en nous écartant des méthodes d'apprentissage numérique.

Ces méthodes bien que plus difficiles à mettre en place présentent les qualités nécessaires pour une utilisation de production.

En particulier, ces méthodes présentent l'intérêt de s'adapter automatiquement aux changements d'énergie et de luminosité, et de permettre la détections des cellules présentant des comportements déviants mais aussi des Noise-Bursts que l'on peut ensuite écarter.

Par ailleurs, de la même façon que dans les méthodes plus évoluées comme les méthodes multivariées, une coupure simple a été dérivée permettant une réjection efficace.

Cette méthode a été confrontée aux méthodes précédemment développées par la communauté et les résultats montrent une nette amélioration de la réjection par rapport à ces méthodes.

Par ailleurs ces méthodes peuvent être adaptées à de multiples autres problèmes que la communauté pourrait rencontrer, en particulier et sans s'y limiter, la détection de topologies extrêmes dues à la production de particules massives se désintégrant en un grand nombre de particules, la détection en temps réel de bruits de fonds en l'intégrant dans un menu du trigger informatique...

A l'issue du travail réalisé, la méthode n'avait pas encore été adoptée. Le principal frein à son adoption concerne l'intégration avec le programme utilisé par l'expérience ATLAS.

L'utilisation d'une procédure de réjection en deux étapes complique en effet l'intégration. Un moyen d'intégrer cette méthode a été développé mais le temps manquait à l'auteur pour tester plus en profondeur cette implémentation.

Une série d'autres méthodes ont été développées dans le but d'apporter une alternative aux principales méthodes utilisées dans cette analyse. Ces méthodes ont été partiellement ou pas étudiées du fait d'un manque de temps. D'autres études seront nécessaires pour l'utilisation de ces méthodes en production.

Chapitre 4

Etude phénoménologique des corrections électrofaibles pour le processus de production inclusive de jets

4.1 Introduction

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier l'importance des corrections électrofaibles réelles dans le cas du processus de production de jets lorsque la mesure inclusive est réalisée. Nous étudierons entre autre l'effet des coupures sur l'amplitude de ces corrections au LHC et plus précisément dans l'expérience ATLAS. Nous ne nous intéresserons pas au calcul des corrections virtuelles qui ont été déjà calculées par plusieurs auteurs. En revanche nous utiliserons ces calculs pour dériver le résultat de la combinaison entre les corrections virtuelles et les corrections réelles.

4.1.1 Motivations

De nombreux processus sont actuellement intensivement étudiés au LHC afin de mesurer leurs sections-efficaces de production, les masses des particules échangées ou les couplages entre les différentes particules. En particulier, les processus faisant intervenir des jets, les processus de production de paires de jets et les processus de production associée (Z +jets et W^\pm +jets) sont étudiés pour leur importance en tant que bruits de fond de plusieurs analyses de recherche de nouvelles physique. Le processus de production d'une paire de jets est aussi étudié pour son importance dans la mise en évidence de processus au delà du Modèle Standard.

Les résultats des mesures expérimentales sont intensivement comparés aux prédictions théoriques. Il est donc nécessaire que les expérimentateurs puissent comparer ces mesures aux prédictions théoriques les plus précises.

Les calculs effectués en séries perturbatives nécessitent le calcul des corrections QCD et électrofaibles afin d'obtenir le degré de précision attendu. Bien que les corrections QCD aient toujours été incluses, les corrections électrofaibles n'ont été intégrées que plus récemment.

L'étude de ces corrections est motivée par leur importance possible à hauts transferts d'impulsion tels que l'on peut en avoir au LHC.

Du point de vue théorique, l'émission réelle ou virtuelle d'un boson vecteur dans la limite molle (lorsque l'énergie du boson est faible en comparaison du fermion qui l'émet) et collinéaire (lorsque le boson est émis à une distance angulaire du fermion émetteur infinitésimale) entraîne l'apparition d'un terme de la forme :

$$\mathcal{S} \sim \pm \sigma^{LO} \times \frac{\alpha}{4\pi} \ln^2 \frac{\hat{s}}{M_V^2}, \quad (4.1.1)$$

que l'on dénommera dans la suite le logarithme de Sudakov ([74],[75],[76],[77]) où σ^{LO} est la section efficace de born de notre processus, α la constante de couplage (dans le cas de QCD cela devient α_s), \hat{s} l'énergie dans le centre de masse partonique et M_V la masse du boson vecteur qui est émis par un des fermions de l'état final. Nous précisons que le signe "-" est présent dans le cas des corrections virtuelles.

Ce terme est responsable d'une divergence dans le cas de l'émission d'un gluon ou d'un photon tandis que cette divergence est naturellement régularisée par la masse des bosons faibles et il n'y a donc pas de telle divergence dans le cas de l'émission d'un boson faible. Les corrections virtuelles et réelles sont donc séparément finies.

Dans le cas de l'émission (réelle ou virtuelle) d'un gluon, en revanche, la partie réelle divergente s'annule avec la partie virtuelle et nous aboutissons alors à une correction QCD finie ([78, 79, 80]). Les corrections électrofaibles n'ayant pas ce problème de divergence, les corrections réelles et les corrections virtuelles peuvent donc être étudiées séparément.

L'aspect fini des corrections électrofaibles mis à part, cette question de l'annulation entre la partie réelle et la partie virtuelle est aussi une question théorique importante dans le secteur électrofaible (connue sous le nom d'annulation de BLOCH-NORDSIECK, [78],[76],[75]) et nous désirons apporter une réponse dans le cas de la mesure de la section efficace de production inclusive de jets.

La modification de la section efficace du fait de la présence de ces corrections aura des conséquences sur les analyses au LHC dans le cas où ces corrections sont vraiment importantes.

Une correction d'une dizaine de pourcents pourrait ainsi déjà avoir un impact sur l'établissement de limites sur l'existence de certains processus.

En utilisant

$$\frac{\alpha}{4\pi \sin^2 \theta_W} \ln^2 \left(\frac{\hat{s}}{M_V^2} \right), \quad (4.1.2)$$

pour le logarithme de Sudakov associé à l'émission d'un boson faible et en choisissant pour les paramètres $\alpha = \frac{1}{137}$, $M_V = 80.4 \text{ GeV}$, $\sin^2 \theta_W = 0.2397$ et $\hat{s} = 3 \text{ TeV}$, nous obtenons une correction de 12.69%. Bien sur d'autres facteurs peuvent participer à l'augmentation, ou à la réduction de ces corrections mais il est raisonnable de s'attendre à une correction de l'ordre de la dizaine de pourcents pour la partie réelle ainsi que pour la partie virtuelle à ces énergies. De même il est raisonnable de s'attendre à ce que leur importance relative augmente avec l'énergie dans le centre de masse des collisions. Naturellement d'autres aspects peuvent participer à une évolution différente pour la partie réelle et pour la partie virtuelle.

Il devient donc nécessaire avec la montée en énergie du LHC d'étudier l'importance de ces corrections sur l'amplitude des sections efficaces de production qui seront mesurées au LHC mais aussi leur effet sur la recherche de nouveaux processus.

4.1.2 Présentation des précédentes études

De nombreuses études mettent en avant l'importance de ces corrections dans les processus avec émission de jets ([76],[77],[81],[82],[83],[84],[85],[75],[9],[10],[86],[87]).

Initialement, les études réalisées dans le but d'intégrer les corrections électrofaibles aux processus contenant des jets dans l'état final ne tenaient compte que des corrections électrofaibles virtuelles.

Les raisons évoquées plus haut (l'absence de divergence) n'obligeaient en effet pas, contrairement au cas de la QCD d'inclure les corrections virtuelles et réelles afin d'avoir une correction finie.

Mais par dessus tout, le fait que les bosons faibles se désintègrent instantanément, modifiant ainsi l'état final des processus considérés, était la principale raison évoquée pour ne pas inclure les corrections réelles.

Cet argument a un sens dans le cadre des mesures de sections-efficaces de processus exclusifs tels que ceux que l'on mesure dans les collisionneurs électrons-positrons mais il n'est plus valable dès lors que l'on mesure des sections efficaces de processus inclusifs comme ceux que l'on mesure au LHC.

Le fait que l'on n'exclue pas un évènement sur le critère de la présence de certaines particules dans celui-ci implique que l'on tienne compte de tous les processus pouvant donner l'état final mesuré. Ainsi, si nous souhaitons par exemple mesurer la section efficace de production d'une paire de jets et que l'on ne met pas de coupure sur le nombre de leptons présents dans l'évènement, les processus tels que $Z/\gamma^*+2\text{jets}$, $W^\pm+2\text{jets}$ apportent une contribution à la section efficace.

Par ailleurs certains états finaux résultant de l'émission, puis de la désintégration de bosons vecteurs sont indiscernables des états finaux étudiés.

Ainsi dans le cas de la mesure de la section efficace de production inclusive de jets, le processus $Z+\text{jets}$ donne des états finaux ne contenant que des jets lorsque le boson Z se désintègre en quarks ou en neutrinos.

Toutes ces raisons doivent pousser les théoriciens à tenir compte des corrections électrofaibles réelles dans les calculs de sections efficaces.

Ces calculs doivent néanmoins prendre en considération la façon dont la mesure est réalisée afin d'intégrer les processus pertinents pour l'état final étudié.

La référence [9] fut la première étude à réellement mettre en avant la nécessité d'intégrer les corrections électrofaibles réelles. L'auteur de cette étude a réalisé la première estimation des corrections électrofaibles réelles pour plusieurs processus d'intérêt au Tevatron et au LHC en utilisant dans ce dernier cas des coupures qui auraient pu être utilisées au LHC.

Cette étude montre par ailleurs qu'il n'existe pas d'argument fort pour nous permettre de décider si les corrections électrofaibles réelles seront importantes pour tel ou tel processus et contrebalanceront les corrections virtuelles dans le cas où celles ci sont aussi importantes.

Cette étude indique aussi que la stratégie expérimentale utilisée pour une mesure doit amener à la question de l'impact réel des processus présentant des bosons électrofaibles dans l'état final sur l'amplitude des sections efficaces différentielles.

4.1.3 Nécessité d'une nouvelle étude

Le lecteur pourrait se demander les raisons qui ont poussé l'auteur de cette thèse à entreprendre une nouvelle étude sur les corrections électrofaibles réelles pour la mesure de la section efficace de production inclusive de jets puisque une étude avait déjà été entreprise et des résultats publiés.

En réalité, plusieurs raisons ont poussé l'auteur à reprendre cette étude.

Dans un premier temps, il est nécessaire comme nous l'avons vu de tenir compte de la stratégie expérimentale afin de décider de la façon dont intégrer les corrections électrofaibles. Au moment de [9], le LHC n'était pas en fonctionnement et la stratégie expérimentale devait être précisée.

Nous savons aujourd'hui quelles coupures ont été appliquées et celles-ci ont une influence notable à la fois sur l'amplitude des corrections électrofaibles mais aussi sur l'annulation de BLOCH-NORDSIECK (voir [75]).

C'est pourquoi une étude dont les résultats pourraient être utilisés au LHC, notamment afin de fixer des coupures en masse sur l'existence de nouvelle physique peut être intéressante.

Par ailleurs plusieurs points n'étaient pas précisés dans [9] et nous ne savions pas réellement ce qui avait été fait ce qui rend la comparaison avec l'expérience plus difficile. Plusieurs paramètres utilisés dans les calculs auraient pu, de plus, poser problème et une approche bénéficiant des dernières connaissances était nécessaire pour les besoins du LHC.

L'étude de l'annulation de BLOCH-NORDSIECK n'est réalisable que si l'on possède les corrections virtuelles et les corrections réelles séparément. Au moment où l'étude a été débutée, les corrections virtuelles avaient été dérivées pour ce processus dans l'article [83]. De nouveaux résultats ont récemment été publiés par [10]. Nous ne nous intéressons pas dans cette analyse aux corrections virtuelles et les résultats nécessaires seront donc extraits de [10].

Ceux-ci nous permettront de tirer les conclusions concernant l'annulation de BLOCH-NORDSIECK au LHC pour le processus dijet, en particulier la mesure inclusive, lorsque nous combineront les différents résultats.

4.1.4 Plan du chapitre

Ce chapitre s'articule autour de trois axes. Dans une première partie, nous présenterons le théorème de BLOCH-NORDSIECK en nous appuyant sur un calcul de QCD. Nous verrons ensuite les analogies et les différences qui existent dans le secteur électrofaible.

Nous détaillerons ensuite dans une seconde partie les études qui ont déjà été réalisées sur les corrections électrofaibles. Nous présenterons les résultats virtuels et les études des corrections réelles en détaillant les problèmes que nous avons rencontrés.

Enfin dans une dernière partie, nous nous concentrerons sur l'étude à proprement parler des résultats. Nous détaillerons les corrections électrofaibles réelles aux trois énergies dans le centre de masse du LHC puis nous étudierons les effets de la stratégie expérimentale sur ces corrections. Finalement nous combinerons nos résultats avec les résultats de [10], afin de conclure sur l'annulation des corrections électrofaibles au LHC.

4.2 Corrections électrofaibles et théorèmes fondamentaux de la théorie quantique des champs

Deux théorèmes interviennent régulièrement pour appuyer les approximations faites en chromodynamique quantique.

4.2.1 Théorème de Bloch-Nordsieck-Kinoshita-Lee-Nauenberg

Le théorème de BLOCH-NORDSIECK (voir [78]) généralisé au cas non abélien par KINOSHITA, LEE et NAUENBERG (voir [79, 80]) permet d'expliquer le fait que les sections efficaces soient finies

4.2. CORRECTIONS ÉLECTROFAIBLES ET THÉORÈMES FONDAMENTAUX DE LA THÉORIE QUANTIQUE DES CHAMPS

dans la limite molle et collinéaire. Les calculs effectués en théorie des champs dans la limite des couplages faibles présentent la particularité de présenter deux types de divergences.

D'un côté dans la limite ultraviolette (à hautes impulsions), les calculs des diagrammes à boucles présentent des divergences non physiques. Par exemple la correction à la masse de l'électron calculée à l'ordre α en QED est de la forme $\delta m_{QED} = -3 \frac{\alpha}{2\pi} m \ln(mRc/h)$. Dans cette formule, le rayon R tend vers 0 du fait de l'aspect ponctuel des particules en théorie quantique des champs. Du fait même de l'aspect ponctuel de ces particules, nous observons que la masse de l'électron calculée est alors infinie.

Ces divergences sont aujourd'hui bien comprises, et peuvent être régularisées par la méthode de la régularisation dimensionnelle où une dimension fictive est introduite dans les calculs ($d=4-\epsilon$ où ϵ est appelé le régulateur dimensionnel). Dans le même temps les constantes de couplage doivent être reconsidérées.

Ainsi, celles qui apparaissent initialement dans le lagrangien ne sont pas celles qui sont mesurées dans les expériences. Ce problème peut être résolu par la méthode de la renormalisation et les quantités nues qui apparaissent dans le lagrangien décomposées en un terme que l'on mesure et un contre-terme contenant les divergences ([88]). Cette décomposition n'est en revanche pas physique.

De l'autre côté, dans la limite infrarouge, les corrections quantiques réelles et virtuelles sont indépendamment infinies. L'élément de matrice associé à l'émission d'un boson réel de masse nulle présente une divergence lorsque le boson émis est mou et collinéaire au fermion qui l'a émis. De l'autre côté, l'élément de matrice correspondant à l'émission et à la réabsorption d'un boson virtuel présente aussi une divergence lorsque l'impulsion de ce boson tend vers 0.

Le théorème de BLOCH-NORDSIECK-KINOSHITA-LEE-NAUENBERG démontre que l'on doit obtenir des sections efficaces finies lorsque l'on ajoute les corrections radiatives virtuelles et réelles aux processus qui nous intéressent, la structure des corrections et les facteurs multiplicatifs étant identiques, mais leurs signes opposés. Ce théorème peut être interprété facilement et formalise le fait qu'une particule irradiant un boson léger avec une impulsion faible ou dans un cône de rayon infinitésimal ne peut être différenciée expérimentalement de cette même particule qui n'aurait pas irradié de particule mais où celle-ci aurait été réabsorbée.

4.2.2 Théorème de factorisation

Le théorème de factorisation, ou théorème de GRIBOV ([89],[90], nous prenons le nom de [91]), explique que l'on puisse écrire dans la limite molle et collinéaire un résultat à un ordre donné comme le produit du résultat à l'ordre précédent multiplié par un facteur correctif qui prend en compte l'effet de toutes les corrections réelles et virtuelles à cet ordre. Une démonstration de ce théorème sera présentée dans la partie suivante en même temps que le théorème de BLOCH-NORDSIECK.

4.2.3 Illustration de ces théorèmes en théorie quantique des champs

Pour illustrer ces deux théorèmes, nous allons avoir recours à un calcul simple qui est habituellement effectué pour mettre en avant cet effet. Le processus sous-jacent ne sera pas un processus réellement physique et nous ne considérerons que la partie intéressante du processus. Afin de nous'affranchir de l'étude de l'état initial, qui ne présente pas en lui même de difficulté, nous considérerons donc un photon virtuel se séparant en deux quarks dont l'un d'eux émet ensuite un gluon. Malgré cette simplicité, les calculs sont généralement longs. Puisque l'on peut les retrouver dans de nombreux cours (voir par exemple [92]), nous ne présentons que les aspects essentiels à la discussion.



FIG. 4.1 – Emission d'un gluon par un quark

L'écriture de l'élément de matrice de ce processus en utilisant les règles de Feynman est très simple si l'on considère que la masse des quarks n'intervient pas :

$$i\mathcal{M} = \bar{u}(p)igt^a \not{\epsilon}(k) \frac{i}{\not{p} + \not{k}} iev(q) - \bar{u}(p)ie \frac{i}{\not{q} + \not{k}} igt^b \not{\epsilon}(k) v(q). \quad (4.2.3)$$

Il est possible de simplifier le calcul en prenant $\not{q}v(q) = 0$ et $\not{p}\not{k} + \not{k}\not{p} = 2p \cdot k$. Pour obtenir cette dernière formule, nous utilisons le fait que le boson émis est mou pour supprimer le terme supplémentaire qui apparaît lors des permutations.

Afin de calculer la section efficace de production de ce processus il est nécessaire de calculer le carré de cet élément, de faire la moyenne sur les états initiaux et la somme sur les états finaux :

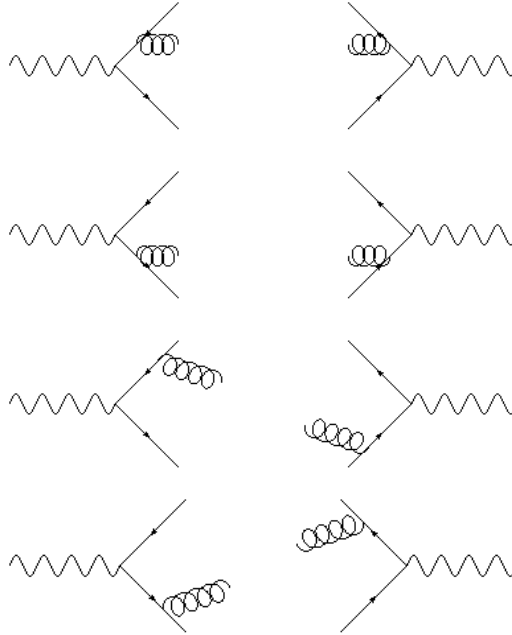


FIG. 4.2 – Diagrammes de Feynman pour l'émission d'un gluon depuis un quark et représentation graphique du calcul de l'élément de matrice $|M^2|$

$$\sum_{pol} |\mathcal{M}|^2 = -|\mathcal{M}_{Born}|^2 C_F g^2 \left(\frac{p}{p \cdot k} - \frac{q}{q \cdot k} \right)^2. \quad (4.2.4)$$

Cette formule illustre parfaitement les deux théorèmes qui ont été présentés précédemment.

D'une part, nous voyons que la partie correspondant à l'ordre 0 a été factorisée et que le facteur multiplicatif correspond aux corrections liées à l'émission d'un gluon supplémentaire.

D'autre part, nous constatons que si l'impulsion du gluon tend vers zéro ou que le boson devient collinéaire au quark alors cette correction tend vers l'infini. Ce n'est bien sûr pas acceptable car la section efficace que nous mesurons doit rester finie. La solution à ce problème est à chercher du côté des corrections virtuelles à l'ordre α_S .

Plusieurs étapes sont ensuite nécessaires dans le but d'arriver au résultat final et nous ne réaliserons pas les calculs, ceux-ci pouvant être trouvés dans deux nombreux ouvrages cités en référence.

Une fois l'intégration réalisée pour obtenir la section efficace, nous obtenons :

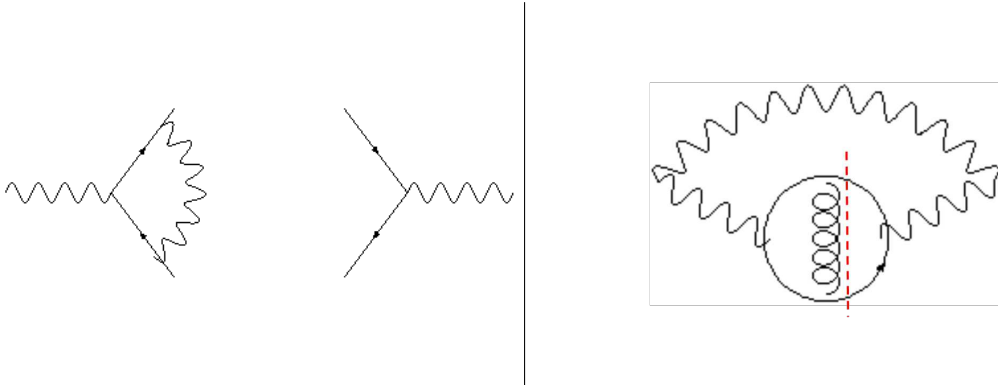
$$\sigma_R^\epsilon = \sigma_0^\epsilon \frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \left(\frac{4\pi\mu^2}{Q^2} \right)^\epsilon \frac{\Gamma^2(1-\epsilon)}{\Gamma(1-3\epsilon)} \left(\frac{2}{\epsilon^2} + \frac{3}{\epsilon} + \frac{19}{2} + (O)(\epsilon) \right). \quad (4.2.5)$$

Intéressons nous maintenant au calcul de la partie virtuelle.

Il est possible d'écrire la formule de l'élément de matrice pour la partie virtuelle assez rapidement. Par exemple pour le diagramme apportant une correction au vertex nous obtenons la formule suivante :

$$i\mathcal{M} = \bar{u}(p) i g t^a \gamma^\lambda \frac{g^{\lambda\tau}}{k^2 + i\epsilon} \frac{i}{\not{p} + \not{k}} \frac{i e \gamma^\mu}{\not{q} - \not{k}} \frac{i}{\not{q} - \not{k}} i g t^b \gamma^\tau v(q). \quad (4.2.6)$$

Par contre, plutôt que de réaliser le calcul dans son intégralité ce qui sera plus compliqué que pour la partie réelle et fera appel aux intégrales de Feynman, il est possible d'utiliser le théorème optique. Nous pouvons alors constater qu'en coupant le diagramme d'une façon appropriée, la structure est en fait identique à celle de la partie réelle. Le signe est néanmoins différent et de ce fait l'ensemble des corrections réelles et virtuelles est lui fini.



Nous rappelons juste la formule finale pour la partie virtuelle :

$$\sigma_V^\epsilon = -\sigma_0^\epsilon \frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \left(\frac{4\pi\mu^2}{Q^2} \right)^\epsilon \frac{\Gamma(1+\epsilon)\Gamma^2(1-\epsilon)}{\Gamma(1-2\epsilon)} \left(\frac{2}{\epsilon^2} + \frac{3}{\epsilon} + 8 + (O)(\epsilon) \right). \quad (4.2.7)$$

Dans la limite infrarouge et collinéaire, la règle qui s'applique aux calculs perturbatifs et qui découle de ces théorèmes est la suivante :

$$\sigma_{N^n LO} = \sigma_{N^{n-1} LO} * \left[1 + \int_0^{k_{max}} \frac{d\sigma_{Reel}}{dk} d^3k + \int_0^\infty \frac{d\sigma_{Virtuel}}{dk} d^4k \right], \quad (4.2.8)$$

où k_{max} correspond à l'impulsion maximale qu'un jet peut emporter du fait de l'énergie disponible dans le centre de masse. Il n'y a pas de telle règle pour les corrections virtuelles et les particules virtuelles peuvent avoir n'importe quelle impulsion.

Cette section efficace doit rester finie et les divergences doivent donc s'annuler dans cette limite. Physiquement, ceci est lié au fait que notre détecteur ne peut pas faire la différence entre un boson émis collinéairement ou avec une très faible impulsion ou un boson qui aurait été émis et ensuite réabsorbé.

Conclusion

Ces deux théorèmes avancent et expliquent le caractère fini des calculs réalisés en théorie des perturbations et l'annulation des divergences réelles et virtuelles aux différents ordres d'une série de perturbations dans la limite infrarouge. Ils n'ont néanmoins aucune influence sur le comportement des divergences dans la limite ultraviolette qui, elles, nécessitent l'utilisation des méthodes de renormalisation.

4.2.4 Différences entre les corrections QCD et les corrections électrofaibles

Le théorème de BLOCH-NORDSIECK est un théorème général de la théorie quantique des champs et permet de tirer les conclusions sur le comportement des divergences dans la limite infrarouge quelque soit le boson émis par les branches externes.

Plusieurs différences importantes existent néanmoins entre les corrections QCD et les corrections électrofaibles et nous nous proposons de les étudier dans cette partie.

La masse non-nulle des bosons faibles est, bien sûr, la première différence fondamentale, comme nous l'introduisons au début de ce chapitre.

La présence de ce terme de masse entraîne ainsi l'absence de réelles divergences. Par contre la structure mathématique associée à ce type d'émission est comparable et la masse des bosons joue le rôle de coupure qui régularise en quelque sorte ces divergences. L'émission d'un boson faible va alors simplement causer une augmentation de la section efficace pour la partie réelle et une diminution pour la partie virtuelle.

Théorème de Bloch-Nordsieck et théories de jauge non-abéliennes

Le théorème de BLOCH-NORDSIECK s'applique au cas des théories de jauge abéliennes comme par exemple la QED. Dans le cas des théories de jauge non-abéliennes, il est plus difficile de conclure quant à l'annulation des corrections réelles et virtuelles. Malgré tout, le théorème de BLOCH-NORDSIECK a pu être étendu par Kinoshita, Lee and Nauenberg au cas des théories de jauge non abéliennes.

4.2. CORRECTIONS ÉLECTROFAIBLES ET THÉORÈMES FONDAMENTAUX DE LA THÉORIE QUANTIQUE DES CHAMPS

L'annulation dans le cas d'une théorie non-abélienne requiert que l'état initial mais aussi l'état final doivent posséder une charge nulle (par exemple couleur dans le cas de la QCD, ou isospin dans le cas de SU(2)).

Ce critère est satisfait dans le cas de la QCD du fait du confinement. En effet les particules qui interviennent dans l'état initial peuvent être dans n'importe quel état de couleur, la couleur des protons étant nulle. Ainsi lorsque nous réalisons la moyenne sur les couleurs de l'état initial, la couleur moyenne est nulle.

De même dans l'état final, la couleur doit nécessairement être nulle. Plus précisément pour un diagramme particulier, la couleur peut être différente de zéro, mais si nous sommions sur tous les états finaux possibles, la nullité de la couleur est rétablie.

Ceci est encore une fois lié au fait que les particules que nous observons dans l'état final ne sont pas les quarks mais les hadrons qui sont des particules incolores.

L'annulation de BLOCH-NORDSIECK est donc possible et c'est ce que nous observons bien dans le cas de QCD.

Ce n'est en revanche pas le cas si nous nous intéressons au cas électrofaible comme cela a été initialement mis en avant par ([93]).

Contenu en quarks d'un proton et conséquences

Étudions un peu plus précisément le contenu en quarks du proton et les conséquences que ceci peut avoir sur le calcul de ces corrections.

Au premier ordre, un proton est constitué de trois quarks de valence, deux quarks up et un quark down.

Naturellement, cette histoire ne s'arrête pas là et le proton est aussi constitué de paires de quarks-antiquarks ($u - \bar{u}$, $d - \bar{d}$, $s - \bar{s}$, $c - \bar{c}$ avec possiblement la présence de quarks beaux). Il faut aussi prendre en compte le fait que le contenu en quark des protons ne représente que 56% du contenu total et le contenu restant représente les gluons.

Les particules qui se couplent aux bosons électrofaibles sont caractérisées par deux charges. D'un côté l'isospin faible T_3 et de l'autre l'hypercharge Y_W , les deux charges étant reliées à la charge par la relation

$$Q^{\text{électrique}} = T_3 + Y_W/2$$

Les quarks de type up présentent tous un isospin $T_3 = 1/2$ tandis que les quarks de type down possèdent un isospin $-1/2$. Par ailleurs l'hypercharge des quarks gauche est donnée par $Y_W = 1/3$ et celle des quarks droits de type up vaut $4/3$ tandis que celle des quarks droits de type down vaut $-2/3$. Les gluons, qui ne se couplent pas aux bosons faibles, possèdent eux un isospin nul.

Du fait de la présence de radiation initiale, les quarks de valence ayant un isospin non nul, la combinaison d'état initiaux est modifiée du fait de l'émission de bosons W. L'émission de bosons W^+ entraîne l'apparition d'un quark d à partir d'un quark u tandis que l'émission d'un boson W^- entraîne l'apparition d'un quark u à partir d'un quark d .

De fait, lors de l'émission d'un boson W , la combinaison d'états accessibles est modifiée.

La combinaison initiale est :

$$(uud) \times (uud) = 4 \times uu + dd + 4 \times ud. \quad (4.2.9)$$

Du fait de l'émission d'un boson W ,

$$uud \rightarrow (1 - 3\alpha_{EW})uud + 2\alpha_{EW}udd + \alpha_{EW}uuu. \quad (4.2.10)$$

La combinaison initiale devient donc :

$$(uud) \times (uud) \rightarrow ((1 - 3\alpha_{EW})uud + 2\alpha_{EW}(udd) + \alpha_{EW}(uuu)) \quad (4.2.11)$$

$$\times ((1 - 3\alpha_{EW})uud + 2\alpha_{EW}(udd) + \alpha_{EW}(uuu)). \quad (4.2.12)$$

Si nous ne gardons que l'ordre α_{EW} , nous avons alors :

$$C = -6\alpha_{EW}(uud) \times (uud) + 4\alpha_{EW}(udd) \times (uud) + 2\alpha_{EW}(uuu) \times (uud). \quad (4.2.13)$$

De fait, les processus disponibles à l'ordre α_{EW} sont les mêmes qu'à l'ordre initial mais leur proportion a changé. Les processus uu , dd et ud ont des section efficaces différentes et de fait la section efficace totale est modifiée par l'émission de bosons W .

Ces proportions sont désormais :

$$4uu \rightarrow (4 - 24\alpha_{EW} + 8\alpha_{EW} + 12\alpha_{EW})uu = 4(1 - \alpha_{EW})uu, \quad (4.2.14)$$

$$4ud \rightarrow (4 - 24\alpha_{EW} + 20\alpha_{EW} + 6\alpha_{EW})ud = (4 + 2\alpha_{EW})ud \quad (4.2.15)$$

$$dd \rightarrow (1 - 6\alpha_{EW} + 8\alpha_{EW})dd = (1 + 2\alpha_{EW})dd \quad (4.2.16)$$

Bien entendu, nous ne nous sommes concentrés que sur les quarks de valence et la discussion est plus difficile du fait des quarks et des gluons de la mer. A un x donné, la mer n'est plus neutre en isospin et il peut donc y avoir une contribution supplémentaire de la mer si nous considérons la section efficace différentielle. Nous n'avons pas pris en compte, dans cette discussion, les contributions des processus $u \rightarrow sW^+$ et $u \rightarrow bW^+$ ou $d \rightarrow cW^-$ dont la section efficace est plus faible que pour les processus précédemment cités du fait de la matrice CKM. Néanmoins, les nouveaux processus qui apparaissent apportent eux aussi une contribution à la section efficace puisque non présent à l'ordre initial hormis lors des interactions entre les quarks de valence et les quarks de la mer.

Si nous ne considérons que les processus $u \rightarrow d$ et $d \rightarrow u$ du fait de l'émission de bosons W , les proportions ne sont pas modifiées par les émissions virtuelles et nous avons donc une asymétrie qui explique pourquoi nous avons une violation de BLOCH-NORDSIECK.

L'émission de bosons Z ne change pas la nature des quarks et cette émission n'entraîne pas de violation de BLOCH-NORDSIECK.

Une discussion plus précise nécessiterait le calcul complet qui n'a pas été réalisé dans cette étude.

4.3 Effet de l'émission de bosons faibles et corrections électro-faibles

4.3.1 Facteurs K géants

Nous abordons rapidement le problème des facteurs K géants que nous observons dans les processus où un boson faible est émis dans l'état initial (voir par exemple [8]), Ce problème est directement lié aux corrections électrofaibles que nous aborderons dans la suite.

Dans toute la suite, nous définissons le facteur K en utilisant l'équation 4.3.17. Cette équation est définie pour l'impulsion transverse des jets mais peut être définie de la même façon pour toute autre variable d'intérêt. De la même façon, nous peut définir ce rapport pour le NNLO ou pour tout ordre supérieur.

$$K = \frac{d\sigma^{NLO}/dp_T}{d\sigma^{LO}/dp_T} \quad (4.3.17)$$

Dans certains processus, principalement les processus contenant des bosons électrofaibles, il apparaît que pour certaines observables (section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse des jets, de la somme scalaire des impulsions transverses des jets...) ce rapport peut prendre des valeurs importantes (~ 50). Ce résultat est aujourd'hui parfaitement compris et est en lien avec le théorème de BLOCH-NORDSIECK dont nous venons de parler.

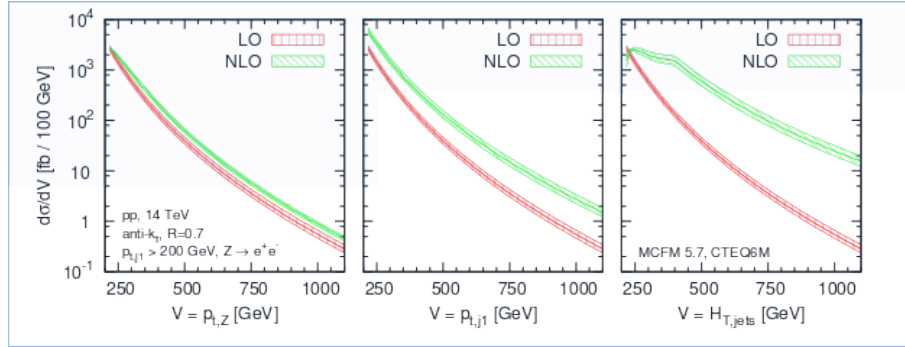


FIG. 4.3 – Distributions de la section efficace différentielle du processus Z+jet au NLO et au LO pour trois différentes variables cinématiques avec les barres d'erreur associées. Figure extraite de [8].

Explication phénoménologique des facteurs K géants

Les topologies des diagrammes de Feynman qui entrent dans les corrections de ces processus ne présentent pas toujours la topologie du processus au LO, de nouvelles topologies peuvent apparaître et se confondre expérimentalement avec les topologies du processus au Leading Order.

L'ajout de ces nouveaux canaux peut dans certains cas donner lieu à des corrections très importantes. C'est le cas avec certains processus contenant un boson électrofaible dans l'état final.

En effet, dans le cas du processus de production associée d'un boson faible avec un jet, les corrections au NLO font apparaître deux types de topologies :

La première topologie représente l'émission d'un gluon par le jet associé tandis que la seconde représente l'émission du boson électrofaible par un quark et est plus proche d'une correction électrofaible à un processus dijet qu'à une correction QCD à un processus Z+1jet.

La figure 4.5 présente l'amplitude de ces corrections au NNLO approché pour la variable H_T . Ces corrections sont dues à la seconde topologie.

Le problème des facteurs K géants est donc fortement lié au problème qui nous intéresse puisque c'est la même topologie qui est responsable de ces corrections dans les deux cas.

Dans le cas de V+jets, il est nécessaire de calculer de manière approchée la contribution du terme au NNLO dans le but d'avoir une meilleure confiance dans notre résultat. Une méthode a, par exemple, été développée dans le but de pallier à ce problème. Nous n'aborderons pas le détail de cette méthode qui utilise en grande partie les concepts abordés dans le théorème de

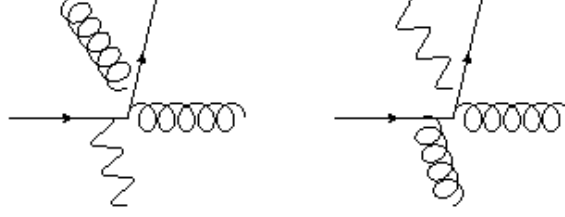


FIG. 4.4 – Diagrammes de Feynman pour les deux types de topologies intervenant dans le processus Z+2jets. A gauche Z+1jet avec émission d'un gluon, à droite dijet avec émission d'un boson Z. Le diagramme de droite est responsable des facteurs K géants et des corrections électrofaibles réelles au processus dijet.

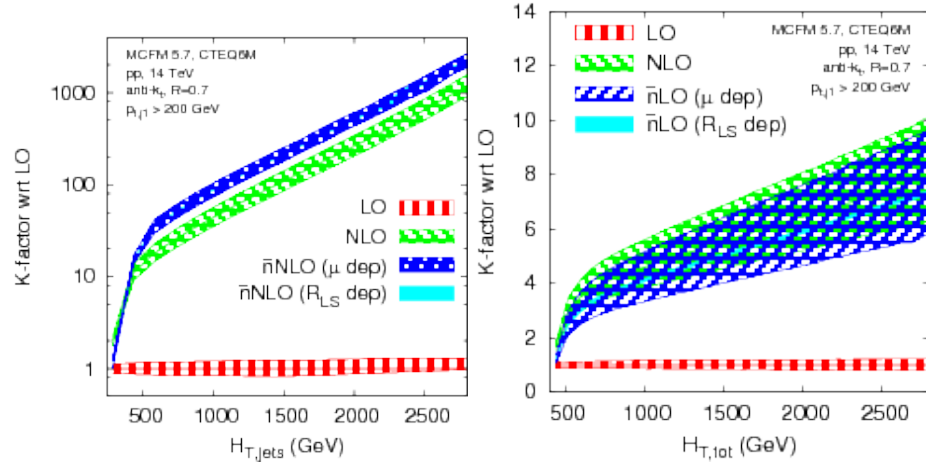


FIG. 4.5 – Calcul NNLO approché de la section efficace différentielle de production du processus Z+1jet divisé par la section efficace différentielle de ce processus au leading order en fonction de $H_T = \sum_{i_{jet}=1}^{N_{jets}} p_T^i$, voir [8].

BLOCH-NORDSIECK-KINOSHITA-LEE-NAUENBERG mais nous renvoyons le lecteur au document initial ([8]).

4.3.2 Précédentes études

Plusieurs études (voir [9],[75],[86]) ont tenté d'apporter un début de réponse à l'inclusion des corrections électrofaibles réelles dans les calculs de sections efficaces de production de différents processus.

La première s'intéresse au cas du Tevatron et du LHC et met en avant que ces corrections et leur importance ne peuvent être estimées en se basant sur des arguments naïfs mais nécessitent le calcul direct en prenant en compte les conditions dans lesquelles se sont effectuées les mesures expérimentales. Cette étude a initié l'analyse que nous présentons dans ce chapitre et nous reviendrons donc sur cette étude dans la suite.

4.4 4.4. ASPECTS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX DES CALCULS

La deuxième analyse a tenté une approche plus analytique de l'estimation de ces corrections dans le cas d'une collision entre un faisceau d'électrons et un faisceau de positrons ce qui simplifie considérablement les calculs en permettant généralement de s'affranchir des problèmes liés aux PDFs et à la variété de processus qui interviennent dans le cas des protons.

Les résultats obtenus dans cette étude soulignent l'importance des coupures sur la valeurs des résultats. Par ailleurs dans le cadre de cette analyse, les auteurs démontrent que les corrections électrofaibles s'annulent dans le cas du boson Z mais ne s'annulent que partiellement dans le cadre des bosons W. Ceci est parfaitement compréhensible du fait de la propriété qu'a le boson W de modifier la saveur des particules. Ce fait et ses conséquences a déjà été présenté précédemment et nous ne reviendrons donc pas dessus.

4.3.3 Conclusion

L'émission de bosons faibles par les quarks peut comme nous l'avons vu entraîner l'apparition de corrections importantes à plusieurs mesures. En particulier, ces effets sont principalement dûs à l'émission de bosons faibles dans le cas de topologies du type deux jets émis dos à dos. Ces émissions sont responsables des corrections électrofaibles réelles que nous étudions dans ce chapitre. Néanmoins, il n'y a pas de raison de penser que puisqu'il y a des facteurs K géants dans les calculs de sections efficaces différentielles des processus V+jets, des effets aussi importants doivent apparaître dans le cas des analyses dijet. Nous étudierons dans la suite les aspects numériques des calculs ayant été effectués pour les différentes énergies d'intérêt au LHC.

4.4 Aspects théoriques et expérimentaux des calculs

L'analyse qui est présentée se base en partie sur l'étude de [9]. Plusieurs points de cette étude n'étaient pas convaincants ou du moins n'étaient pas précisés. Nous détaillons ceux ci dans la section suivante.

Du fait du manque de précision à plusieurs endroits, nous n'avons probablement pas réalisé l'analyse exactement telle qu'elle avait été conduite dans [9]. Nous précisons en détail dans cette partie les choix ayant été décidés dans notre étude.

Plusieurs paramètres sont essentiels lorsque que nous voulons calculer une section efficace du point de vue théorique.

En particulier, le choix des coupures, mais aussi le choix des échelles de renormalisation et de factorisation utilisées ainsi que le choix de l'algorithme de jets doivent être précisés.

Ces paramètres ont déjà été détaillés dans la partie sur les aspects théoriques du Modèle Standard.

4.4.1 Présentation de l'article de référence

Cette analyse bien que les résultats présentés soient novateurs, souffrait de plusieurs problèmes que nous avons tenté de résoudre ou du moins de préciser dans cette étude.

Le principal problème de cette analyse résidait dans le manque d'information communiqué dans cette analyse.

Tout d'abord, aucune information n'était communiquée concernant le choix de l'algorithme de jet. Nous savons grâce aux travaux ayant amené à la publication de [94] que le choix de cet algorithme est important si nous voulons comparer les résultats théoriques aux mesures expérimentales.

Ensuite le choix de l'échelle de renormalisation n'était pas le plus approprié. L'auteur de [9] utilisait comme échelle la masse du boson Z. Ce choix d'échelle peut amener à de grands écarts dans les résultats par rapport aux choix que nous présenterons plus loin et n'est pas appropriée du fait de l'instabilité des résultats obtenus.

L'auteur de [9] indique que chaque jet contribue à la section efficace dans les événements avec plusieurs jets mais il n'est pas précisé comment ces jets sont ajoutés, ni si cette prescription a été utilisée pour chacun des processus calculé. Nous n'avons donc certainement pas reproduit exactement les choix de cette étude.

Enfin depuis cette étude, de nouveaux résultats ont été publiés concernant l'amplitude des corrections électrofaibles virtuelles ([10],[95]). Les résultats utilisés dans [9] étaient quant à eux issus de [83]. Les nouveaux résultats diffèrent significativement de ces anciens résultats.

Par ailleurs, les analyses les plus récentes effectuées au LHC utilisent des coupures assez différentes par rapport à celles utilisées dans [9] comme nous l'avons déjà précisé.

Les choix de notre analyse prennent en compte les coupures appliquées au LHC par l'expérience ATLAS dans les analyses à 7 TeV et 8 TeV. Les analyses à 8 TeV venant tout juste de commencer, les coupures pourraient être amenées à changer mais nous espérons que les résultats de cette nouvelle étude pourront toujours être appliqués dans les futures analyses.

4.4.2 Choix d'échelles

Parmi ces paramètres essentiels, les échelles de factorisation et de renormalisation sont des paramètres essentiels de toute analyse théorique.

Le choix de ces deux échelles a des conséquences importantes dans les calculs perturbatifs notamment en QCD. Plusieurs études ont essayé de définir une ligne directrice afin de choisir les bonnes échelles de renormalisation.

Valeurs nominales

Les règles que nous avons choisies sont celles qui sont communément acceptées par la communauté des physiciens des particules aujourd'hui. Ces choix sont récents et sont les plus adaptés au problème présent. Deux choix sont appropriés pour cette étude tout en gardant en tête l'importance d'avoir un choix d'échelle en accord avec l'échelle d'énergie du processus.

- Un choix possible serait de prendre l'impulsion transverse du jet le plus énergétique de l'événement ($p_T^{leading}$)
- Mais il serait aussi possible de prendre pour échelle d'énergie un multiple ($\frac{1}{4}, \frac{1}{2}, 1$) de la somme scalaire de toutes les impulsions transverses des particules présentes dans l'état final ($H_T = \sum_{i=0}^N p_T^i$). Ce choix permet de prendre en compte les différences qui existent entre les différentes particules dans l'état final et est, à notre sens, plus sensible que le choix précédent.

Une fois que l'échelle d'énergie à utiliser a été définie, nous pouvons obtenir l'incertitude sur notre résultat en calculant les mêmes quantité en variant l'échelle dans l'intervalle $[\mu/2, 2 \times \mu]$.

Nous avons choisi de prendre $H_T/2$ dans la majorité de ces analyses.

La règle usitée dans notre domaine veut que le choix de l'échelle de factorisation soit identique au choix de l'échelle de renormalisation pour effectuer le calcul des sections efficaces nominales.

Choix d'échelle et rapports de distributions

Dans cette étude, nous nous sommes concentrés sur le rapport entre la section efficace de production associée V+jets et la section efficace de production inclusive de jets.

4.4 4.4. ASPECTS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX DES CALCULS

Plusieurs choix étaient possibles pour choisir les échelles de renormalisation et de factorisation et étudier l'impact de ces choix.

Il était possible de fixer les valeurs nominales pour chacun des processus et de varier les échelles indépendamment pour chacun des processus ou de fixer les valeurs nominales et de varier de la même façon chacune des échelles.

Pour obtenir les résultats que nous présentons dans ce chapitre, nous avons utilisé le même choix d'échelle au numérateur et au dénominateur comme nous l'expliquions précédemment puis nous avons varié de la même façon l'échelle de renormalisation et l'échelle de factorisation.

Nous présenterons les résultats dans la suite.

4.4.3 Fonctions de distribution des partons (PDF)

L'utilisation de protons qui sont des particules composites entraîne une incertitude concernant l'impulsion initiale des partons qui interviennent dans le processus dur. Contrairement au cas des électrons et des positrons, il est donc nécessaire de travailler avec des outils prenant en compte cette incertitude.

Nous avons décidé dans cette étude d'utiliser deux familles de PDFs dans le but d'étudier l'impact de ce choix.

Les familles utilisées dans notre étude sont CTEQ6M et MSTW2008.

Dans cette étude nous avons utilisé des PDFs NLO au numérateur et au dénominateur. Ceci nous permet de dériver des corrections qui ne sont pas biaisées par des choix différents entre le numérateur et le dénominateur.

4.4.4 Coupures

Les corrections électrofaibles pourraient, comme nous en avons déjà parlé, être très sensibles aux coupures, que ce soit les coupures angulaires ou les coupures en impulsion. Il est nécessaire, dans cette analyse, que les coupures que nous appliquons soient en accord avec les coupures appliquées dans les analyses expérimentales. Nous avons choisi d'appliquer les mêmes coupures que celles appliquées dans l'expérience ATLAS (en particulier, celle de [96]). Ce choix s'est imposé naturellement du fait du lien fort de l'auteur de cette thèse avec cette expérience.

Du type même de l'effet que nous souhaitons étudier, c'est à dire les corrections électrofaibles réelles au processus de production inclusive de jets, nous devons utiliser les mêmes coupures que celles appliquées dans cette analyse et non pas celles appliquées dans les mesures de section efficace des processus Z+jets et W+jets.

Les coupures utilisées par l'expérience ATLAS, sont présentées dans le tableau 4.1. Nous reviendrons sur ces coupures dans la partie dédiée aux mesures de sections efficaces que nous aurons réalisées afin de mesurer l'effet prédit de manière expérimentale¹

Par ailleurs, nous avons décidé d'utiliser l'approximation de largeur nulle pour les bosons W et Z².

¹Nous n'avons pas appliqué de coupure supplémentaire dans MCFM (le paramètre "makecuts" a été fixé à "false") mais des coupures supplémentaires seront appliquées dans la mesure expérimentale afin de sélectionner les événements qui nous intéressent dans les mesures.

²Plusieurs points peuvent être soulignés afin d'expliquer pourquoi nous avons fait ce choix. Tout d'abord, le processus de production d'un boson vecteur, qui se désintègre ensuite en jets, est présent dans le processus de production inclusive de jets et pourrait être inclus dans le calcul des corrections électrofaibles à ce processus. Dans le cas où une telle approximation n'est pas présente, il est possible d'avoir des événements où le boson vecteur est émis loin de sa couche de masse et entraîne la création d'une paire de jets ou de leptons avec une très grande masse invariante. Cette approximation nécessite une étude plus approfondie, en particulier une étude du processus

TAB. 4.1 – Présentation des coupures de sélection des jets utilisées dans cette étude.

Variable	Valeur
$P_{t_{jet}}^{min}$	50 GeV
y_{jet}^{max}	4.4

Comme toute analyse faisant intervenir des jets, il est nécessaire de se poser la question de la reconstruction des jets. Cette reconstruction est, comme nous l'avons présenté dans la partie sur les aspects de théorie générale, réalisée en utilisant les algorithmes de reconstruction de jets. Nous avons choisi d'utiliser l'algorithme anti-Kt ([94]) qui est aussi celui utilisé par l'expérience ATLAS et présente l'avantage d'être sûr dans la limite infrarouge et collinéaire.

Nous ne décrivons pas les mécanismes sous-jacents de cet algorithme, une description est présente dans le chapitre 1, et ne présentons que le paramètre essentiel, c'est à dire le rayon R de ce jet. Le rayon définit la distance maximale par rapport au centre de notre jet pour qu'une particule soit considéré par l'algorithme comme appartenant à ce jet. En pratique nous considérons la distance entre deux particules dans le plan $\phi \times y$. Cette distance est définie par $R_{ij} = \sqrt{(\phi_i - \phi_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$.

Nous avons par simplicité et pour les raisons évoquées précédemment utilisé les mêmes valeurs que celles de l'expérience ATLAS. ATLAS utilise des rayons $R=0.4$ et $R=0.6$ tandis que CMS utilise les rayons $R=0.5$ et $R=0.7$.

Dans cette analyse, nous utilisons en pratique le rayon $R=0.6$. Une analyse sera aussi effectuée en utilisant $R=0.4$ pour étudier l'effet du choix du rayon sur les corrections électrofaibles.

Par ailleurs, toutes les mesures dans cette étude sont des mesures inclusives, ceci est défini par un paramètre approprié dans MCFM ([97]) et nous calculons la section efficace de production inclusive de jets de manière appropriée (nous verrons comment dans la suite).

Le lecteur aura remarqué que nous ne mentionnons nulle-part avoir appliqué une coupure sur l'énergie manquante. Ceci n'est pas un oubli et nous n'avons effectivement pas appliqué de coupure sur l'énergie transverse manquante que nous autorisons dans nos évènements.

Ce choix n'était pas celui du Tevatron. En revanche ATLAS n'applique pas de coupure sur l'énergie manquante dans la mesure de la section efficace différentielle du processus de production inclusive de jets.

4.5 Analyse

Après cette longue partie introductive mais nécessaire dans le but de fixer son contexte et présenter les points importants, nous abordons maintenant pleinement le détail de cette analyse. Plusieurs points ont été étudiés dans le but d'apporter une réponse finale concernant l'importance des corrections électrofaibles au processus de production inclusive de jets.

Les corrections électrofaibles réelles au processus de production d'une paire de jets étant liées à l'émission d'un boson vecteur faible, les processus d'intérêt sont les processus $W+2\text{jets}$ et $Z+2\text{jets}$. Ces processus forment une partie des corrections NLO QCD du processus $V+1\text{jet}$. Nous avons

$pp \rightarrow V$ au NNLO. Cette approximation peut modifier l'amplitude des corrections. Dans le cas où nous n'utilisons pas une telle approximation, il est dans ce cas nécessaire d'appliquer une coupure supplémentaire sur la masse invariante minimale de la paire de particules produites lors de la désintégration des bosons Z afin de s'affranchir de la contribution du processus $\gamma+\text{jets}$.

calculé la section efficace différentielle inclusive du processus $V+1\text{jet}$ au NLO afin de permettre la comparaison la plus fine possible avec l'analyse, du fait des conditions expérimentales qui autorisent la présence de ce processus. Notre calcul inclue donc $V+1\text{jet}$ au LO avec différentes corrections que nous détaillerons plus tard. Nous reviendrons sur les raisons de ce choix dans la suite de notre discussion.

Tout d'abord, nous avons calculé les distributions essentielles pour cette analyse à savoir la section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse des jets pour les processus $Z+\text{jets}$, $W+\text{jets}$ et $d\text{jets}$.

Les processus électrofaibles ($Z+\text{jets}$ et $W+\text{jets}$) ont été générés par le programme MCFM ([97]) et la version 6.0 de ce programme a été utilisée. Ce programme est spécialisé dans la génération de processus où des bosons vecteurs sont présents et de ce fait ce programme était le plus adapté à cette étude. D'autres processus sont aussi présents mais nous ne nous attarderons pas plus dessus.

L'étude entreprise par [9] utilisait ce même programme. Par ailleurs, ce programme est le programme public le plus à jour pour l'étude des processus électrofaibles.

Cet aspect a été déterminant dans le choix de ce générateur.

Les processus de production de jets, essentiellement le processus de production d'une paire de jets ont quant à eux été étudiés en utilisant le programme NLOJet++ [98].

Plusieurs moyens de vérification ont été utilisés tout au long de l'analyse et les résultats semblent en accord entre les différents tests réalisés³.

Afin de calculer ces corrections, plusieurs points doivent être précisés.

4.5.1 Processus de production inclusive de jets

Le processus de production inclusive de jets est un processus important en physique des particules. Ce processus peut être assez difficile à mesurer expérimentalement si nous voulons prendre en compte les différentes incertitudes systématiques.

Physiquement, lors de la mesure des sections efficaces de ces processus, nous nous intéressons à l'impulsion des jets et à leur rapidité de sorte à ajouter chaque jet dans les bins de rapidité et d'impulsion transverse correspondant.

Ainsi pour mesurer cette section efficace, pour chaque jet que nous observons dans l'évènement, nous incluons le poids de l'évènement à l'histogramme comme nous le montrons sur la figure 4.6.

Dans les générateurs de particules, pour calculer cette section efficace, nous étudions le processus de production de deux jets et nous ajoutons dans les bins adéquats le poids de l'évènement pour chaque jet passant les coupures indiquées plus haut.

Au NLO, le nombre de jets passant les coupures par évènement varie entre zéro jet et trois jets tandis qu'au LO, il varie entre zéro et deux.

4.5.2 Processus intervenant dans les corrections électrofaibles

Afin de calculer les corrections électrofaibles, il est nécessaire de calculer en quelque sorte le facteur K associé de la même façon que pour les corrections NLO QCD :

³Par ailleurs, pour nous assurer que les calculs réalisés décrivaient bien les processus étudiés, les calculs réalisés au LO avec les programmes NLOJet++ et MCFM ont été comparés aux résultats obtenus avec le programme MadGraph (version 4, [99]). Ce programme permet de générer les particules présentes dans l'évènement, de générer leur quadri-impulsions ainsi qu'un poids pour chaque évènement afin de permettre ensuite le calcul de sections efficaces à l'ordre des arbres. Les résultats obtenus pour les différents processus étaient en accord entre les programmes correspondants, dans la limite des barres d'erreur de chacun des programmes.

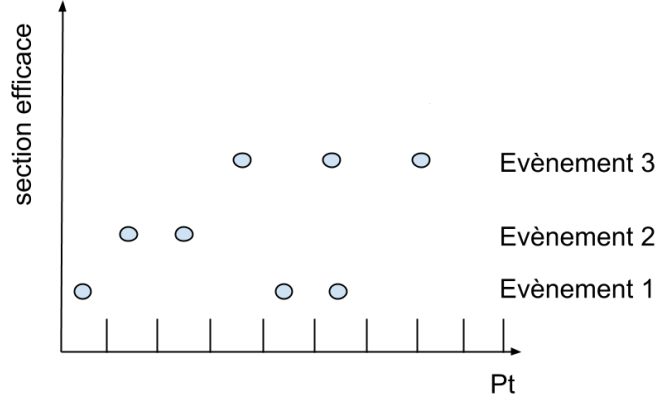


FIG. 4.6 – Illustration de la façon dont la section efficace de production du processus de production inclusive est calculée dans la suite.

$$K_{QCD} = \frac{d\sigma_{jj}^{NLO}/dp_T}{d\sigma_{jj}^{LO}/dp_T} \sim 1 + \frac{d\sigma_{jj}^V/dp_T}{d\sigma_{jj}^{LO}/dp_T} + \frac{d\sigma_{jjj}/dp_T}{d\sigma_{jj}^{LO}/dp_T} \quad K_{EW} = 1 + \frac{d\sigma_{V+j}^{NLO}/dp_T}{d\sigma_{jj}^{LO}/dp_T}. \quad (4.5.18)$$

Dans cette expression, NLO ne prend en compte que les corrections NLO QCD et K_{EW} ne tient compte que des corrections électrofaibles réelles.

Il y a deux façons de combiner en pratique les corrections réelles et les corrections virtuelles.

Un choix peut être d'additionner les différentes corrections de sorte que :

$$\sigma^{NLO(QCD+EW)} = \sigma^{LO} \times (K_{QCD} + K_{EW} - 1). \quad (4.5.19)$$

Un autre choix consiste à multiplier les corrections de sorte que :

$$\sigma^{NLO(QCD+EW)} = \sigma^{LO} \times K_{QCD} \times K_{EW}. \quad (4.5.20)$$

En pratique ces deux choix donnent des résultats qui diffèrent par des termes de l'ordre de $\alpha_S^3 \alpha_{EW}$ au delà de la précision à laquelle nous sommes sensibles.

Nous choisissons donc le second choix.

$$d\sigma_{jj}^{NLO}/dp_T \sim \frac{d\sigma_{jj}^{LO}}{dp_T} \times \left(1 + \frac{d\sigma_{jj}^V/dp_T}{d\sigma_{jj}^{LO}/dp_T} + \frac{d\sigma_{jjj}/dp_T}{d\sigma_{jj}^{LO}/dp_T} + \frac{d\sigma_{V+j}^{NLO}/dp_T}{d\sigma_{jj}^{LO}/dp_T}\right). \quad (4.5.21)$$

A ce point, il est nécessaire de détailler précisément quels ordres ont été pris en compte pour le calcul de chaque terme, au LO mais aussi au NLO.

	QCD	EW
LO	α_S^2	$\alpha_S \alpha_{EW}$ (Emissions réelles de $W, Z + W, Z$ dans les propagateurs, pas de boucle, (voir [10]))
NLO	α_S^3	$\alpha_S \alpha_{EW}^2$ (Emissions réelles de $W, Z + W, Z$ dans les propagateurs, avec boucle (voir [10]))

TAB. 4.2 – Ordre des termes et corrections devant être inclus pour le calcul complet

Le terme $\frac{d\sigma^{LO}}{dp_T}$ correspond au processus de production d'une paire de jets et est donc un processus d'ordre α_S^2 .

Intéressons nous maintenant aux corrections. Celles ci sont résumées dans le tableau 4.2.

Les corrections NLO QCD sont nécessairement des termes α_S^3 . Pour le calcul des corrections électrofaibles plusieurs contributions ont été prises en compte dans le calcul que nous avons effectué :

- Corrections à l'ordre $\alpha_{EW} \alpha_S$: ces corrections correspondent au processus V+1jet au LO. α_{EW} étant de l'ordre de α_S^2 , ces corrections sont de l'ordre des corrections NLO QCD.
- Corrections à l'ordre $\alpha_{EW}^2 \alpha_S$: Ces corrections sont comparables à des corrections à l'ordre α_S^4 . Néanmoins la présence de logarithmes de Sudakov $\ln(\frac{p_T^2}{M^2})$ annule une puissance de α_S et les rend comparables à des corrections à l'ordre α_S^3 .

Nous ne tenons pas compte des processus comme $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow q'\bar{q}'g$ par exemple.

4.5.3 Questions levées

Plusieurs questions doivent être levées lors de cette analyse. La première question, et la plus triviale, est la question de l'amplitude de ces corrections. Celle ci intéresse bien sûr les expérimentateurs qui devront intégrer ces corrections dans leurs prédictions. L'importance de ces corrections aura en effet une influence lors de la dérivation des limites d'exclusion de nouveaux processus (par exemple la présence d'interactions de contact [100]).

La question de l'annulation entre les corrections électrofaibles réelles et les corrections électrofaibles virtuelles est elle plus intéressante du point de vue théorique comme nous en avons déjà discuté. Il nous faut donc considérer les corrections électrofaibles réelles à la lumière des corrections électrofaibles virtuelles afin d'établir si nous retrouvons cette annulation dans la limite des hautes énergies. Nous ne nous intéressons pas en détail au calcul des corrections électrofaibles virtuelles qui ont été analysées par plus d'un auteur avec parfois des résultats contradictoires ([83],[95],[10]). Notons que les deux dernières publications donnent des résultats cohérents entre eux.

Les valeurs des corrections électrofaibles réelles seront extraites du dernier papier que nous venons de citer ([10]). Nous tirerons donc les conclusions sur l'annulation de BLOCH NORDSIECK des corrections électrofaibles lorsque l'ensemble des corrections électrofaibles réelles (dûes à l'émission réelle de bosons électrofaibles) et virtuelles auront été combinées.

Nous nous intéressons finalement à l'importance de la reconstruction des jets sur ces corrections. La stratégie de reconstruction des jets pourrait en effet avoir une influence forte sur l'amplitude des corrections réelles. Nous désirons donc savoir si c'est le cas ici.

Trois différentes stratégies ont été analysées :

1. Les leptons (neutrinos ou leptons chargés) sont exclus du processus de reconstruction quelque soit leur distance des jets.
2. Les leptons chargés sont inclus dans le processus de reconstruction des jets mais les neutrinos ne le sont pas.

3. Tous les leptons sont considérés comme des partons et sont donc des entrées pour l'algorithme de reconstruction des jets. Il est important de noter que ce cas ne correspond pas à ce qui est fait expérimentalement mais permet d'étudier comment ceci affecte l'annulation de BLOCH-NORDSIECK. En particulier, dans ce cas, la violation de BLOCH-NORDSIECK pourrait être limitée puisque nous nous attendons à ce que plus de jets soient ajoutés dans les bins à haute impulsion transverse augmentant ainsi l'amplitude des corrections réelles.

De manière générale, les processus où les bosons faibles se désintègrent en jets ou en énergie manquante seule doivent toujours être inclus et ces corrections sont les plus importantes du fait des rapports de branchement :

	hadrons	leptons	neutrinos
Bosons W^\pm	67.6	32.4	
Boson Z	69.2	9.6	20.5

TAB. 4.3 – Rapports de branchement des bosons faibles en jets, leptons chargés et neutrinos

Nous nous sommes donc intéressés à ces différents types de reconstruction de jets dans le but d'en étudier l'impact sur l'amplitude de ces corrections.

L'ensemble des calculs a été réalisé aux trois énergies du LHC (7TeV, 8TeV et 14TeV).

4.6 Résultats

Nous présentons maintenant les différents résultats.

Les résultats obtenus ont été calculés à partir des sections efficaces différentielles dans le cas où le boson Z se désintègre en électrons et le boson W se désintègre une paire électron-neutrino. Les corrections complètes ont ensuite été dérivées en appliquant les facteurs appropriés et en combinant les différentes stratégies en fonctions des particules attendues dans l'état final.

Le rapport de branchement des bosons W^\pm en électron-neutrino vaut 10.8% tandis que celui du boson Z en électrons vaut 3.2%.

Les facteurs appropriés correspondent donc aux rapports entre les rapports de branchements présents dans la table 4.3 et les rapports de branchement précédents.

La figure 4.7 présente les corrections dues à l'émission d'un boson vecteur par un quark à la section efficace différentielle du processus de production inclusive de jets en fonction de l'impulsion des jets à 14TeV.

La courbe rouge (+) représente la correction complète que nous avons dérivée. Cette correction est en fait composée de deux sous-parties que nous avons détaillées. La courbe verte (\times) représente la correction NLO engendrée par le processus $V+2\text{jets}$ où V représente soit un boson Z ou un boson W . Ce terme étant divergent dans le cas général, la partie divergente des corrections QCD à 1 boucle au processus $V+1\text{jet}$ est aussi incluse). La courbe bleue en revanche correspond au processus $V+1\text{jet}$ avec les corrections chromodynamiques virtuelles associées (en tout $V+1\text{jet}$ au LO + somme des diagrammes à boucles + partie divergente des corrections NLO réelles pour éviter la divergence).

A grandes impulsions transverses, les corrections électrofaibles réelles résultent donc principalement de l'émission de bosons vecteurs par les quarks comme nous l'avons déjà expliqué tandis que la partie virtuelle du processus $V+1\text{jet}$ au NLO joue un rôle mineur. Cette dernière partie étant

en réalité composée de la partie à LO et des corrections virtuelles QCD, nous pouvons conclure que la topologie où le boson électrofaible est produit à l'opposé du jet est négligeable.

Nous constatons par ailleurs que les corrections réelles présentent bien le comportement croissant auquel nous nous attendons.

Cette décomposition que nous avons présentée doit être interprétée avec certaines précautions.

En effet les corrections virtuelles résultant des boucles de gluons et les corrections réelles résultant de l'émission de gluons réels peuvent prendre n'importe quelle valeur indépendamment. Chaque partie est séparément divergente. Afin de permettre un calcul numérique, la partie réelle définie dans MCFM contient une partie divergente et une constante arbitraire. Ceci est aussi vrai pour la partie virtuelle. Seule la somme est indépendante de cette constante.

Cette valeur pouvant être modifiée à l'aide de paramètres du générateur, les valeurs que nous présentons ne sont pas universelles. Par ailleurs, nous informons le lecteur que les valeurs utilisées pour définir cette séparation sont les valeurs par défaut de MCFM (pour la version que nous avons utilisée, une autre version pourrait avoir un autre ensemble de valeurs par défaut).

Nous ne montrons les deux parties que par souci d'auto-cohérence.

Néanmoins, il est intéressant de voir que le comportement final croissant des corrections faibles est principalement dû au terme réel (QCD) tandis que le terme virtuel (QCD) joue en effet peu de rôle et finit par atteindre un plateau aux grandes valeurs d'impulsion transverse. Ceci est vrai quelque soit la séparation entre les corrections virtuelles et réelles QCD.

Le but initial de notre étude était la comparaison avec les résultats de [9] afin de comprendre si les corrections électrofaibles avaient été correctement calculées.

La figure 4.8 montre l'amplitude des corrections électrofaibles réelles telles que nous les avons calculées et les corrections électrofaibles réelles telles qu'elles ont été calculées par [9].

Les résultats que nous obtenons dans cette étude sont un facteur ~ 1.3 supérieures à celles calculées par [9] pour le bin à 1.5 TeV.

Comme nous l'expliquions dans la partie présentant son analyse, peu d'information était communiqué au lecteur de [9] concernant la procédure réellement utilisée pour calculer cette correction.

L'auteur de [9] utilise comme nous l'approximation de largeur nulle des bosons faibles.

Plusieurs analyses ont été réalisées afin d'estimer l'impact de la stratégie mais aussi de celui de plusieurs paramètres théoriques sur l'amplitude des corrections.

Le fait d'utiliser des rapports pour calculer ces corrections nous permet en principe de nous affranchir de l'étude des systématiques car dans le cas où les systématiques sont largement corrélées, celles-ci s'annulent entre le numérateur et le dénominateur.

Nous observons sur la figure 4.9 qu'en pratique les corrections sont assez sensibles au choix des échelles de renormalisation et de factorisation qui sont utilisées dans les calculs. La bande de valeurs obtenue en variant l'échelle de renormalisation et l'échelle de factorisation est assez large au delà de 1700 GeV et celle-ci s'élargit avec l'énergie du centre de masse.

Nous avons analysé l'effet de la stratégie de reconstruction des jets sur les corrections électrofaibles. Deux points ont été étudiés. Tout d'abord nous avons analysé l'impact du choix des particules entrant dans l'algorithme de reconstruction des jets sur l'amplitude de ces corrections.

Trois choix ont été étudiés comme nous l'avons mentionné dans la section 4.5.3. Le premier choix qui semble être le plus naturel consiste à n'inclure que les partons dans l'algorithme de reconstruction et les jets obtenus sont alors purement hadroniques.

Dans le second cas, nous incluons aussi les leptons chargés durant la reconstruction des jets.

Enfin nous décidons de reconstruire les jets en incluant toutes les particules en entrée de notre algorithme.

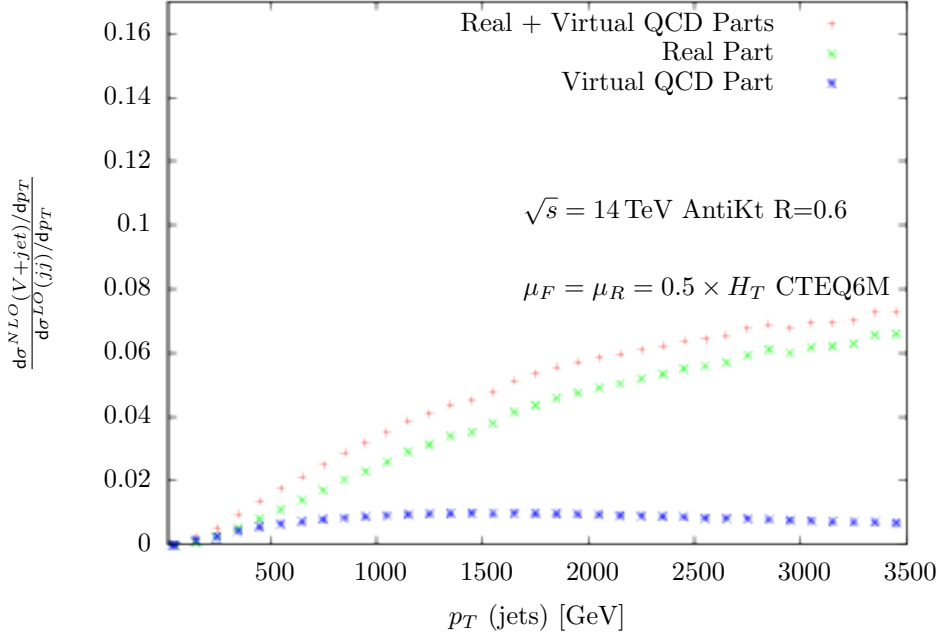


FIG. 4.7 – Corrections électrofaibles réelles au processus de production inclusive de jets à 14 TeV dues à l'émission de bosons électrofaibles par les quarks.

Nous observons sur la figure 4.10 que le choix utilisé pour la reconstruction a peu d'impact sur l'amplitude de ces corrections (moins de 10% comme nous pouvons le constater sur 4.10). Néanmoins cet effet est essentiellement dû au fait que les bosons faibles se désintègrent majoritairement en jets alors que ces particules entrent dans tous les cas dans les corrections. Nous voyons que dans le cas où nous n'incluons pas les neutrinos dans les jets, les résultats diffèrent peu de ceux où ni les leptons chargés ni les neutrinos sont inclus. Les émissions de leptons ou de neutrinos ont donc peu d'effet sur ces corrections.

Il est aussi possible d'étudier l'amplitude de ces corrections en fonction du rayon des jets utilisé dans les analyses. Nous observons sur la figure 4.11 que le rayon a , comme la stratégie, peu d'effet sur l'amplitude des corrections. La courbe verte (\times) montre l'amplitude pour le rayon le plus élevé et nous observons que les corrections croissent avec l'élargissement des jets.

Ceci est conforme avec nos attentes puisque nous nous attendons à ce que les jets avec un rayon plus grand aient une énergie plus importante. Les jets avec un rayon plus grand peuvent migrer d'un bin donné vers un bin correspondant à une impulsion plus importante. La section efficace différentielle décroissant rapidement, cet effet entraîne une augmentation de cette dernière dans les bins à plus hautes impulsions transverses et modifie la forme de la distribution.

Les expérimentateurs sont bien sûr aussi intéressés (surtout en ce moment) par les prédictions à 7 TeV et à 8 TeV qui sont utiles pour rapidement dériver des limites sur l'existence de nouvelles interactions responsables d'un état final entrant dans le processus de production inclusive de jets. Par ailleurs, ces résultats peuvent être utiles pour améliorer la précision lors des mesures de PDFs. La figure 4.12 montre l'amplitude des corrections électrofaibles pour les trois énergies de centre de

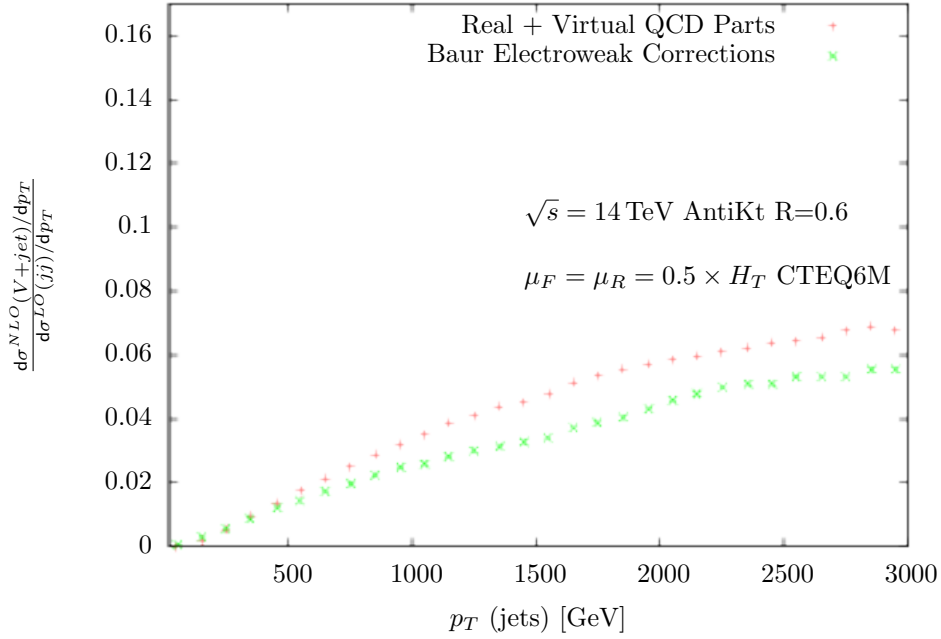


FIG. 4.8 – Comparaison des corrections électrofaibles calculées dans cette étude avec les résultats de [9].

masse qui sont d'intérêt pour le LHC.

Nous observons que le comportement de ces corrections n'est pas très différent à basses énergies. En revanche la différence commence à apparaître lorsque l'énergie dans le centre de masse partonique augmente.

Au delà de 1.5 TeV, l'écart entre les corrections à 7 TeV, 8 TeV et 14 TeV s'explique par l'espace des phases accessible aux différentes énergies.

En pratique plusieurs effets coexistent et ont un effet sur l'amplitude de ces corrections.

Le principal effet responsable de l'augmentation de ces corrections avec l'énergie est bien sûr le logarithme de Sudakov qui entraîne une augmentation de ces correction en $\ln^2 \frac{p_T}{M_V}$ avec l'énergie.

En parallèle, l'augmentation de l'énergie modifie le rapport $\frac{f_q}{f_g}$ où $f_{g/q}$ représente les fonctions de distribution de partons. Ceci peut être vu sur la figure 2.8.

Ces deux derniers effets entraînent une augmentation des corrections électrofaibles avec l'énergie.

De l'autre, du fait des effets cinématiques, l'énergie disponible doit être partagée entre trois corps pour le processus $V + 2\text{jets}$ ce qui explique pourquoi il est difficile d'atteindre les plus hautes énergies bien que la section efficace soit augmentée. Néanmoins même à hautes impulsions, la correction qu'il faut appliquer est de l'ordre de 4% à 2 TeV ce qui reste notable. Il y a peu d'écart entre les deux énergies et donc l'effet sur les limites sera du même ordre de grandeur.

Ces corrections sont donc essentiellement importantes à 14 TeV, mais peuvent jouer un petit rôle aux énergies étudiées en ce moment ce qui leur confère un certain intérêt.

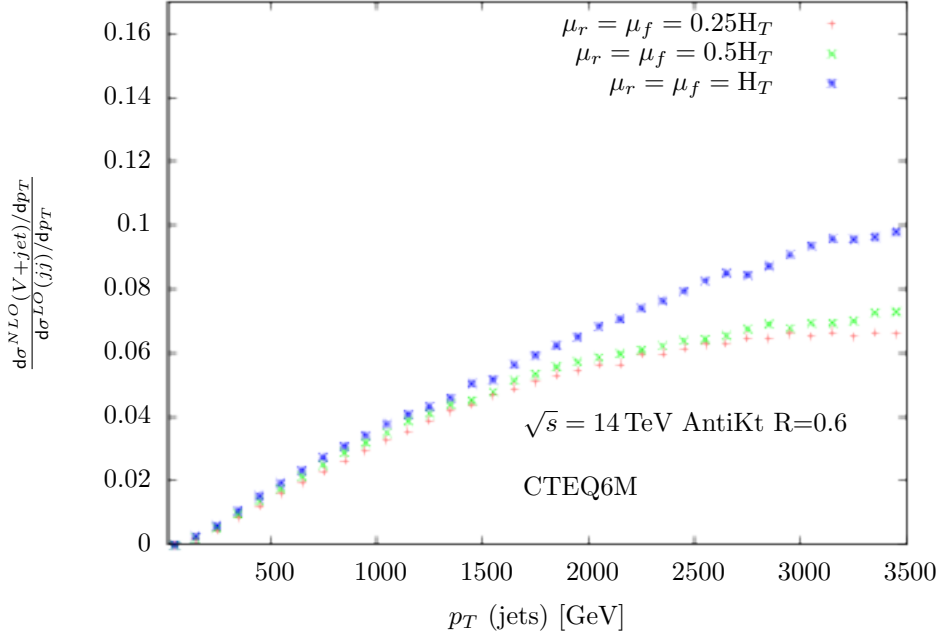


FIG. 4.9 – Effet du choix d'échelle sur l'amplitude des corrections électrofaibles.

4.6.1 Corrections électrofaibles virtuelles sans émission de bosons W et Z

Comme nous l'annonçons précédemment, nous ne nous sommes pas penchés sur le calcul des corrections virtuelles mais nous avons tiré les résultats de [10]. Nous rappelons ces résultats et nous les combinons aux résultats que nous avons obtenus afin de tirer les conclusions nécessaires concernant l'annulation des corrections électrofaibles et l'amplitude des corrections résiduelles.

Contrairement à l'analyse que nous avons réalisée, les auteurs de [10] ne se préoccupent pas de l'émission réelle de bosons faibles. En revanche les corrections réelles dont ils font mention correspondent à l'émission d'un parton (ces corrections sont appelées $\delta_{EW}^{\text{tree}}$ par les auteurs). Néanmoins, les diagrammes de Feynman qui entrent dans le calcul des interférences contiennent comme propagateurs internes d'un côté un gluon et de l'autre un boson faible ce qui donne bien des corrections à l'ordre $\alpha_S^2 \alpha_{EW}$.

Les corrections virtuelles (nommées $\delta_{\text{weak}}^{1\text{-loop}}$ par les auteurs) sont les corrections usuelles qui ont été calculées dans les nombreux articles que nous avons déjà présentés. Ces corrections proviennent de l'inclusion des diagrammes de Feynman où les bosons vecteurs faibles sont présents dans les boucles ou les diagrammes en boîtes et sont combinés lors du calcul de la matrice \mathcal{S} avec les diagrammes LO ne contenant pas de partie électrofaible.

Une autre contribution résulte des corrections à boucle QCD aux résultats de l'interférence entre des diagrammes en arbre QCD et électrofaible à l'ordre $\alpha_{EW} \alpha_S$.

Pour prendre en compte l'ensemble des corrections d'intérêt, il nous faudrait donc ajouter les corrections que nous avons calculées à l'ensemble des corrections présentées précédemment. Dans cette étude, nous désirions surtout étudier l'annulation des corrections électrofaibles réelles à l'ordre

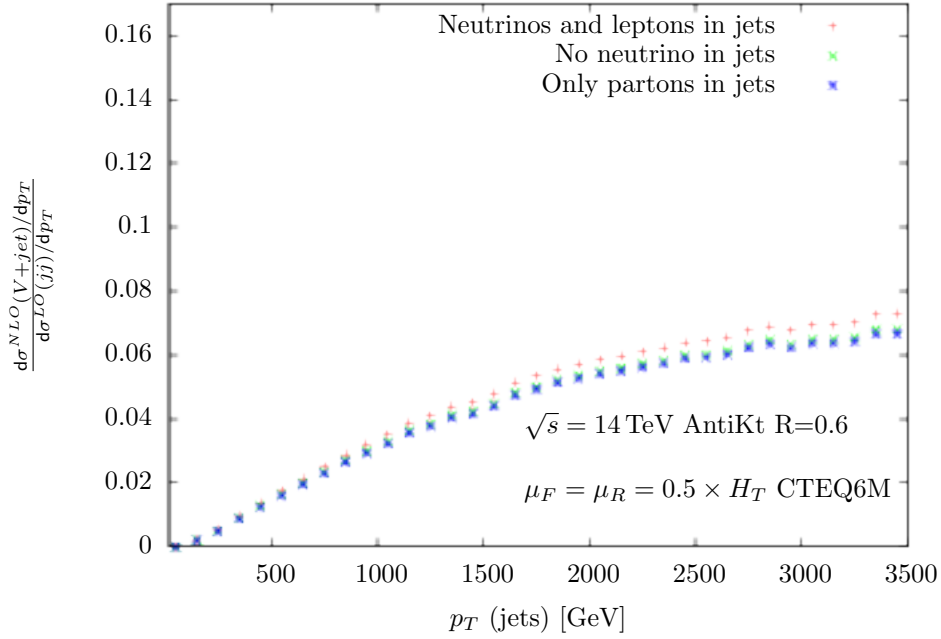


FIG. 4.10 – Effet de la stratégie de reconstruction des jets sur l’amplitude des corrections électrofaibles.

$\alpha_S^2 \alpha_{EW}$. Nous combinons donc dans la suite les corrections calculées dans ce chapitre avec le terme $\delta_{\text{weak}}^{1\text{-loop}}$;

Néanmoins, il se peut qu’il y ait un faible écart du fait des valeurs de certains paramètres qui diffèrent légèrement des valeurs que nous avons choisies dans notre analyse :

paramètre	corrections réelles	corrections virtuelles
α_S	0.118	0.129783
$p_{T_{jet}}^{min}$	50GeV	25GeV
y_{jet}^{max}	4.4	2.5

La référence [10] s’intéresse au cas d’une analyse dijet, que nous n’avons pas pour le moment étudié et dont la définition de la section efficace est différente de celle que nous avons utilisée. Le calcul de la section efficace différentielle s’effectue en ajoutant le poids de l’évènement (Ce poids correspond à la section efficace calculée par le générateur divisée par le nombre d’évènements et prend en compte le choix d’échelle et de PDFs) une fois par évènement dans le bin correspondant à la quantité cinématique (impulsion transverse, rapidité...) du jet ayant l’impulsion transverse la plus élevée. Cette analyse peut être aussi effectuée en étudiant l’impulsion du second jet avec l’impulsion la plus élevée.

Pour résoudre le problème de l’absence de résultats pour la mesure qui nous intéresse, nous avons utilisé les résultats de [10] en combinant les résultats publiés pour $\frac{d\sigma}{dp_{t2}}$ et $\frac{d\sigma}{dp_{t1}}$.

La mesure du processus de production inclusive de jets est en pratique très proche de la mesure

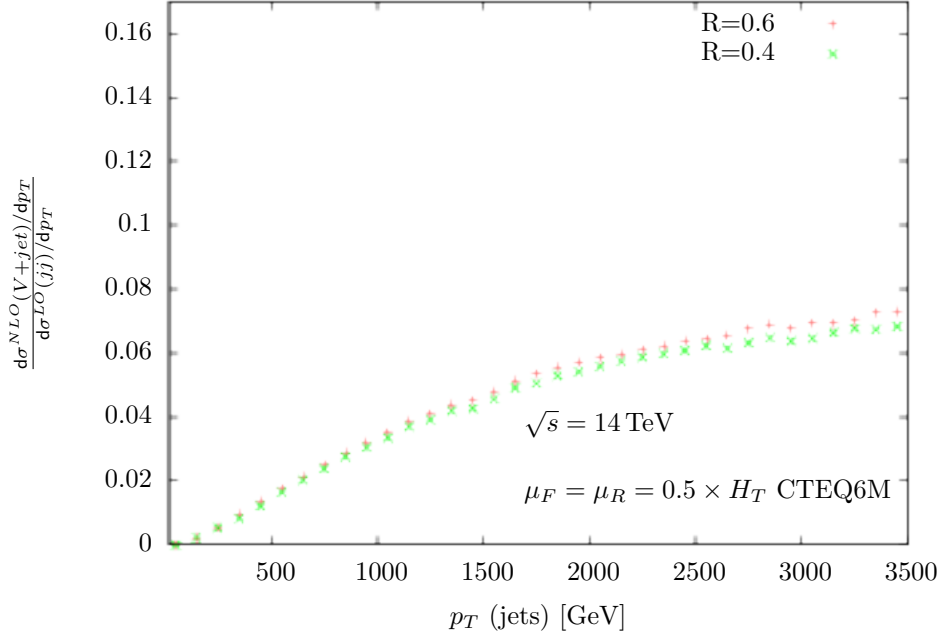


FIG. 4.11 – Amplitude des corrections électrofaibles en fonction du rayon utilisé pour la reconstruction des jets.

du processus dijet et en pratique le processus de production de deux jets est le principal processus entrant dans le calcul de la section efficace différentielle de production inclusive de jets.

Cette section efficace différentielle inclusive peut être calculée en prenant la somme des sections efficaces pour chacun des jets comme montré sur l'équation 4.6.22

$$\frac{d\sigma^{\text{incl}}}{dp_T} = \sum_{i=1}^{N_{\text{jet}}} \frac{d\sigma^{i_{\text{jet}}^{th}}}{dp_T}. \quad (4.6.22)$$

La référence [10] nous donne seulement les $\frac{d\sigma^1}{dp_T}$ et $\frac{d\sigma^2}{dp_T}$. Les contributions apportées par l'inclusion des autres jets de l'évènement apportent une contribution faible à la section efficace différentielle totale (de l'ordre de quelques pourcents de $\frac{d\sigma^{\text{incl}}}{dp_T}$).

Nous considérons désormais la combinaison des corrections électrofaibles réelles que nous avons calculées dans la partie précédente et les corrections virtuelles que nous avons calculées grâce aux résultats de [10].

Nous présentons d'un côté les résultats pour la partie virtuelle en vert (\times), en rouge les corrections réelles ($+$) et finalement la combinaison de ces corrections.

Ces résultats ont été calculés pour 7 TeV (voir 4.15), 8 TeV (voir 4.14) and 14 TeV (voir 4.13).

Nous pouvons observer sur ces courbes que les corrections réelles compensent partiellement les corrections virtuelles mais pas entièrement.

Les corrections virtuelles semblent être plus importantes que les corrections réelles dans tous les cas de figure et à toutes les énergies dans le centre de masse partonique.

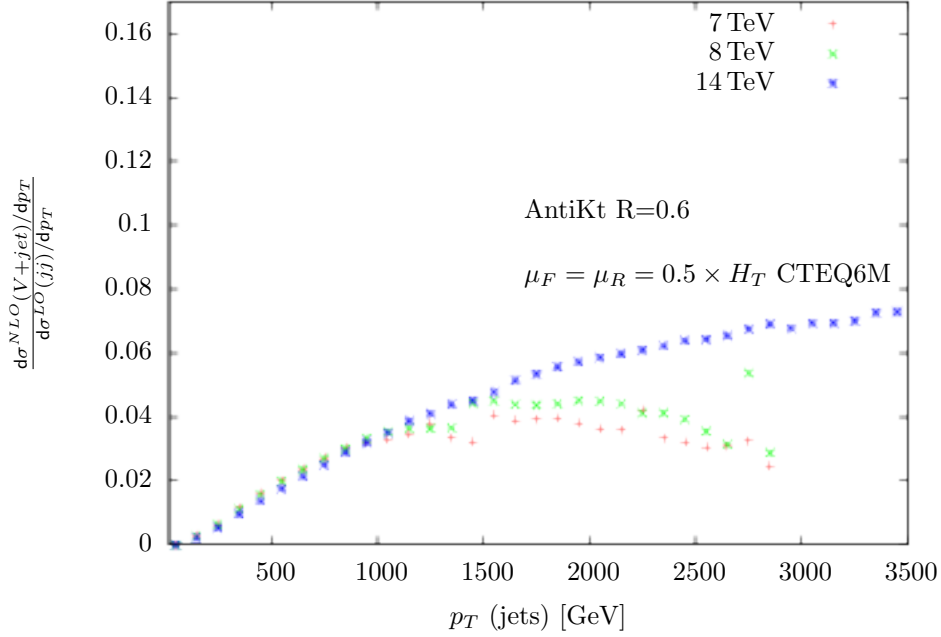


FIG. 4.12 – Amplitude des corrections électrofaibles réelles pour différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse.

Néanmoins à 14 TeV nous pouvons observer sur la figure 4.13 que les corrections réelles sont diminuées d'un facteur 2 à 3 TeV.

Cette série de résultats semble confirmer que l'annulation de BLOCH-NORDSIECK n'est pas rétablie entièrement dans la région étudiée.

4.7 Conclusion

Nous avons calculé les corrections électrofaibles réelles au processus de production inclusive de jets à 7, 8 et 14 TeV dans le centre de masse des collisions de protons. Ces corrections sont dues à l'émission réelle de bosons faibles (Z et W^\pm). Cette émission de boson entraîne l'apparition de logarithmes de Sudakov dont l'amplitude augmente avec l'énergie.

L'amplitude de ces corrections est en léger désaccord à 14 TeV avec une précédente étude ([9]) pouvant résulter d'une différence de stratégie dans le calcul de ces corrections.

Nous avons observé que la façon dont les jets étaient reconstruits, s'il incluait ou non des leptons ou de l'énergie transverse manquante, jouait peu d'influence sur l'amplitude finale des corrections.

En revanche le choix des PDFs et de l'échelle de renormalisation ou de factorisation peut jouer un rôle au delà de 1.5 TeV.

L'amplitude de ces corrections est du même ordre de grandeur jusqu'à 1.5 TeV pour les trois énergies

Au delà de cette énergie, les corrections réelles atteignent 4% à 7 et 8 TeV et diminuent avec

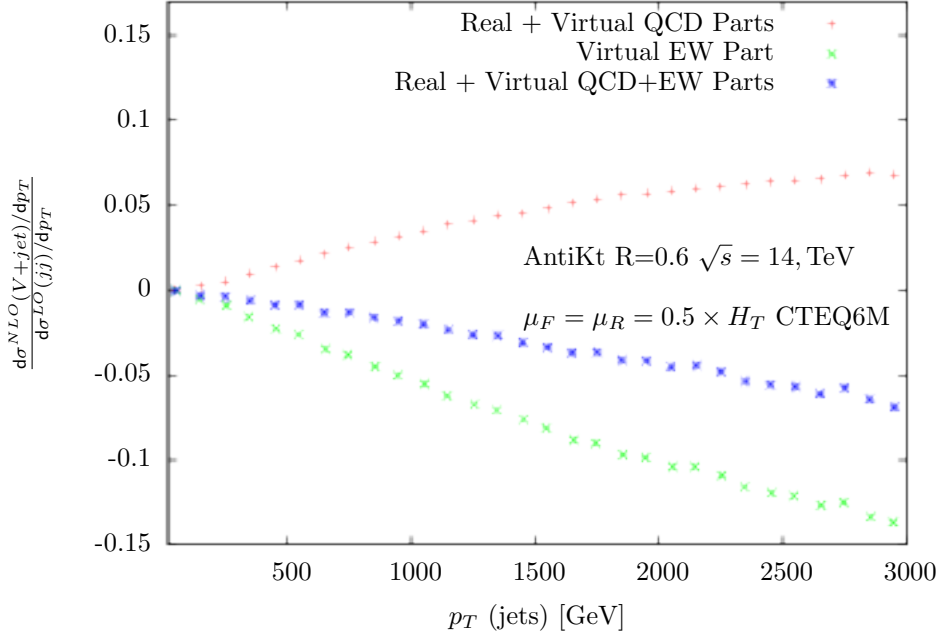


FIG. 4.13 – Corrections électrofaibles réelles dues à l’émission de bosons électrofaibles et corrections électrofaibles virtuelles obtenues de [10] avec la combinaison de ces corrections à 14 TeV dans le centre de masse des protons.

l’énergie. Ce comportement est attribué au fait que les processus considérés sont des processus à 3 corps et que l’énergie de chacune des particules est de fait plus faible. A plus hauts transferts d’impulsion, il devient plus difficile de peupler cette région du fait des effets cinématiques qui limitent la statistique.

Ce problème de statistique est moins présent dans la région de hauts transferts d’impulsion étudiée à 14 TeV et les logarithmes de Sudakov jouent un rôle plus important du fait de l’écart entre le transfert d’impulsion et la masse des bosons émis.

Ces corrections atteignent alors 8% pour $p_T = 3.5$ TeV.

Nous avons ensuite comparé les corrections électrofaibles virtuelles et les corrections électrofaibles réelles.

Les corrections électrofaibles virtuelles ont été obtenues de [10] mais ont été adaptées depuis le cas de mesure d’une paire de jets au cas de la mesure de section efficace différentielle de production inclusive de jets.

Nous avons combiné nos résultats avec les résultats de cette étude afin d’étudier la possible annulation des corrections électrofaibles.

Nous observons que les corrections électrofaibles réelles que nous avons calculées et les corrections électrofaibles virtuelles que nous avons extraites de [10] ne s’annulent pas jusqu’aux énergies que nous avons considérées dans cette étude.

L’annulation de BLOCH-NORDSIECK n’est donc pas rétablie.

Néanmoins les corrections électrofaibles sont réduites d’un facteur proche de 2 par rapport aux

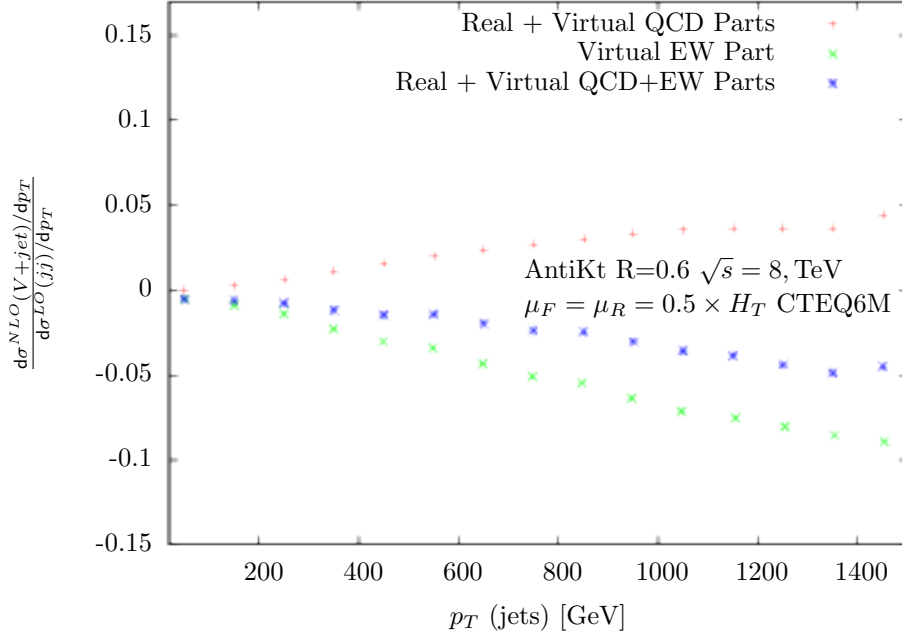


FIG. 4.14 – Corrections électrofaibles réelles dues à l'émission de bosons électrofaibles et corrections électrofaibles virtuelles obtenues de [10] avec la combinaison de ces corrections à 8 TeV dans le centre de masse des protons.

corrections électrofaibles virtuelles seules.

Nous concluons donc que les corrections électrofaibles réelles doivent être incluses du fait qu'elles ont un impact significatif sur le résultat final résultant de la combinaison des corrections réelles et des corrections virtuelles.

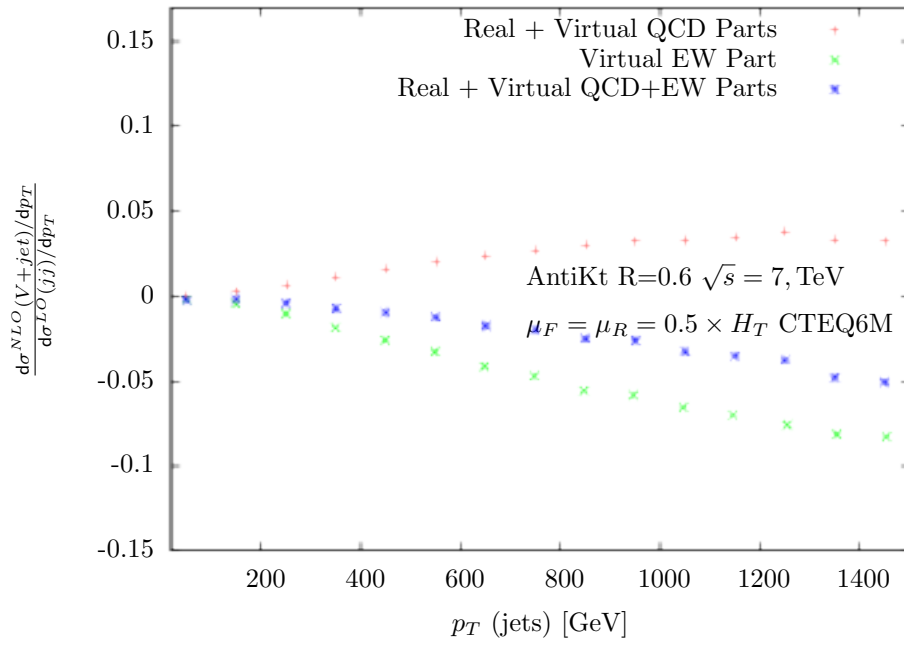


FIG. 4.15 – Corrections électrofaibles réelles dues à l'émission de bosons électrofaibles et corrections électrofaibles virtuelles obtenues de [10] avec la combinaison de ces corrections à 7 TeV dans le centre de masse des protons.

Chapitre 5

Mesure expérimentale des rapports de sections efficaces différentielles entre les processus de production associée de jets et bosons vecteurs et le processus de production inclusive de jets

Nous abordons maintenant la mesure expérimentale, ayant été menée au sein de l'expérience ATLAS, des corrections électrofaibles au processus de production inclusive de jets qui apparaissent du fait de l'émission de bosons W^\pm et Z par les jets.

Cette mesure est basée sur la mesure du rapport entre les sections efficaces différentielles pour les processus V +jets et inclusive-jet que nous avons défini dans le chapitre 4.

Nous présentons cette étude pour $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Cette étude doit être vue comme une étude de faisabilité plutôt que comme une étude complète, plusieurs mesures généralement réalisées par des groupes d'analyse distincts (W +jets, Z +jets et "inclusive jet") étant nécessaires dans le but de mesurer ces corrections.

L'auteur a participé aux mesures de sections efficaces différentielles du processus inclusive jet à 7 TeV et à 8 TeV ainsi qu'à la mesure du rapport $R_{jet} = \frac{d\sigma(pp \rightarrow W+jets)}{dX} / \frac{d\sigma(pp \rightarrow Z+jets)}{dX}$ à 7 TeV ainsi qu'à la mesure de la section efficace différentielle du processus Z +jets à 8 TeV.

Afin de mesurer l'amplitude des corrections électrofaibles, nous nous sommes intéressés à la mesure du rapport $\frac{d\sigma_{V+jets}/dp_t(jets)}{d\sigma_{inclusivejet}/dp_t(jets)}$ auquel nous nous étions plus ou moins déjà intéressés dans le chapitre précédent.

Cette étude n'a jamais encore été réalisée et pourrait devenir une mesure importante dans les prochaines années. Nous avons donc œuvré afin de faire reconnaître l'importance de cette mesure.

Plusieurs points n'ont pas encore été étudiés en détail, dans l'étude de ce nouveau rapport, comme par exemple les incertitudes systématiques. Par contre, les corrections nécessaires ont été appliquées. Par ailleurs, les résultats présentés n'ont pas encore été déconvolués des effets

de détecteur. Nous discuterons dans la suite les différentes incertitudes systématiques devant être prises en compte pour cette étude ainsi que les bruits de fond devant être soustraits.

Dans le cadre de la mesure de la section efficace différentielle de production inclusive de jets, l'auteur a participé à l'étude de l'effet de l'empilement à 7 et 8 TeV ainsi qu'à l'étude de l'empilement dans le cadre des analyses impliquant des bosons vecteurs.

Par ailleurs dans le cadre de la mesure du rapport R_{jets} dont nous parlerons dans ce chapitre, l'auteur a participé à l'estimation du bruit de fond QCD afin d'extraire une systématique associée à ce bruit de fond.

5.1 Mesure de la section efficace différentielle de production inclusive de jets

5.1.1 Introduction

Nous présentons dans cette partie les études effectuées autour du processus de production inclusive de jets à 7TeV.

Nous présenterons les sections efficaces différentielles obtenues pour des rayons de jet $R=0.4$ et $R=0.6$ puis nous nous intéresserons à l'étude de l'effet de l'empilement sur la section efficace différentielle. Plusieurs corrections doivent être appliquées pour obtenir cette section efficace et nous présenterons ces corrections dans la suite.

5.1.2 Reconstruction des jets

Les jets utilisés dans l'ensemble des analyses de cette partie ont été reconstruits en utilisant l'algorithme anti-kt (voir [94]) qui a été présenté dans le chapitre 1) avec les rayons $R=0.4$ et $R=0.6$ où $R = \sqrt{(\phi - \phi_0)^2 + (\eta - \eta_0)^2}$.

Le choix de ces deux rayons de jets est historique et est en pratique utilisé par toutes les analyses utilisant des jets. Ce choix est propre à l'expérience ATLAS puisque les analyses de CMS utilisent des rayons $R=0.5$ et $R=0.7$ (voir par exemple [101]).

Par contre les résultats théoriques sont généralement présentés avec le choix d'ATLAS et les comparaisons avec ces résultats théoriques est facilitée.

Le choix d'utiliser deux rayons est pratique. En effet les deux rayons vont avoir un effet différent sur la reconstruction des jets.

Le rayon $R=0.4$ est pratique si les jets sont bien séparés mais dans ce cas le rayon $R=0.6$ aura le même effet. Le fait d'avoir une aire plus faible permet d'avoir une contribution plus faible des effets des événements sous-jacents ou du pile-up que pour le rayon $R=0.6$. Dans le cas où nous voulons prendre en compte toute l'énergie des jets, le rayon $R=0.6$ est un choix plus judicieux.

Pour des hautes énergies par ailleurs, puisque les jets sont plus collimés, le rayon $R=0.4$ permettra de reconstruire l'ensemble de l'énergie des jets tout en laissant de côté les effets dont nous venons de parler. Si l'on veut étudier les régions où les jets sont très proches et que l'on veut résoudre la présence de ces jets, le rayon $R=0.4$ sera le plus approprié.

L'utilisation des deux rayons permet donc d'étudier les différents effets de reconstruction. Nous pouvons ainsi s'assurer que les simulations reproduisent bien les données dans plusieurs régimes.

La figure 5.1 issue d'une étude réalisée en 2009 par l'auteur, montre la fraction d'énergie contenue dans un cône de rayon R et la comparaison avec l'énergie réelle dans les simulations Monte-Carlo après que les effets du détecteur simulés aient été pris en compte. Cette étude nous permet de voir

5.1. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE PRODUCTION INCLUSIVE DE JETS

5.1

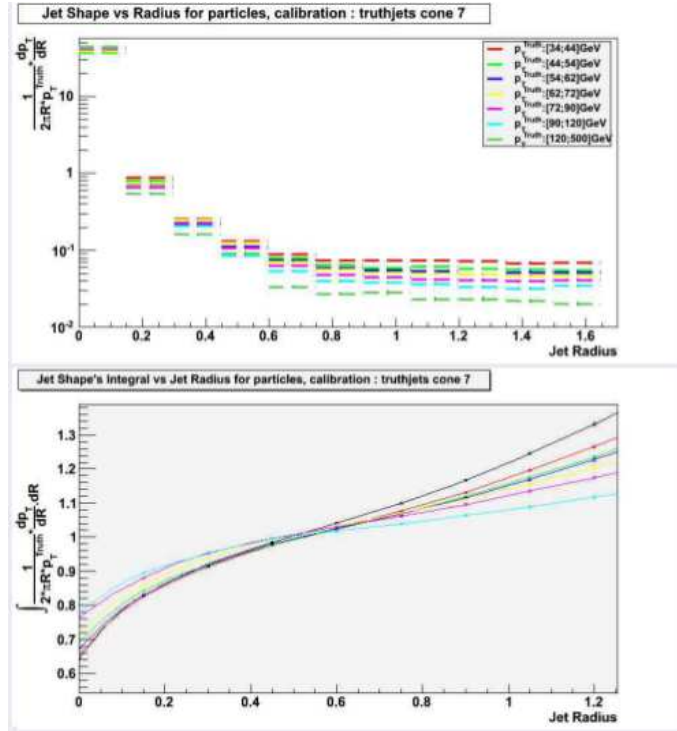


FIG. 5.1 – Forme des jets en fonction du rayon des jets et fraction d'énergie des jets réels reconstruite en fonction du rayon des jets

le profil d'impulsion avec le rayon et ainsi de choisir le rayon en fonction de la fraction d'énergie que l'on consent à perdre où à ajouter à nos jets durant leur reconstruction en fonction du rayon choisi. Un rayon autour de 0.4, 0.6 est souvent un bon compromis.

Plusieurs étapes préliminaires doivent être réalisées pour permettre cette reconstruction et les quantités cinématiques des jets sont ensuite corrigées pour permettre de prendre en compte les effets d'empilement et des événements issus des collisions-multiples, résidus de collisions, collisions molles...

Afin de reconstruire les jets, les informations issues du détecteur de vertex, du détecteur de traces, et des calorimètres électromagnétiques et hadroniques sont prises en compte.

Il est possible d'utiliser plusieurs approches pour reconstruire les jets dans le détecteur ATLAS. Nous présentons les méthodes qui sont principalement utilisées par la communauté.

– Tours avec suppression du bruit

La figure 3.7 présente une tour du calorimètre électromagnétique. Dans ce type de reconstruction, nous utilisons les informations de ces tours pour reconstruire les jets.

En pratique nous construisons une grille en 2D dans le plan η, ϕ avec des tours de taille $\eta \times \phi = 0.1 \times 0.1$. Les cellules entrant dans la construction de ces tours ont été précédemment calibrées comme nous le présentons dans la partie 3.

Afin de supprimer le bruit dans ces tours, seules les cellules suivant le schéma de construc-

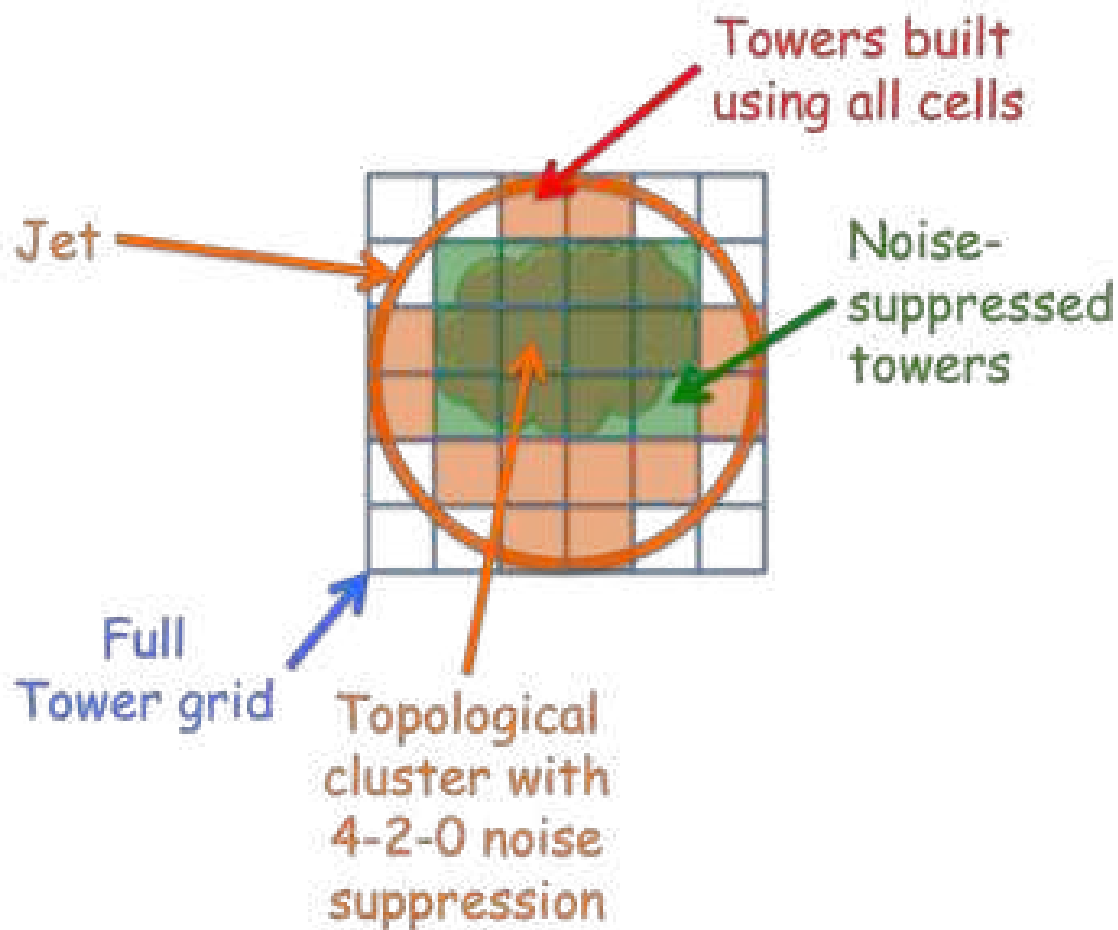


FIG. 5.2 – Représentation schématique des différentes méthodes de reconstruction des jets utilisées par l'expérience ATLAS

tion 4-2-0 sont utilisées. Ceci signifie que la graine autour de laquelle nous reconstruisons les jets doit avoir $\frac{E_{cell}}{\sigma_{cell}} > 4$ où σ_{cell} est présenté sur la figure 3.8 pour la partie liée au bruit de fond électronique et prend en compte en plus la partie liée à l'empilement. Ensuite les voisins les plus proches de la cellule graine doivent satisfaire $\frac{E_{cell}}{\sigma_{cell}} > 2$. Les autres cellules satisfont finalement $\frac{E_{cell}}{\sigma_{cell}} > 0$. La figure 5.2 représente de façon schématique cette méthode de reconstruction.

En utilisant cette méthode, l'influence de l'empilement en particulier est fortement réduite.

– Clusters Topologiques

Les clusters d'énergie en 3D permettent de regrouper les cellules en amas d'énergie en fonction de leurs relations de voisinage et de leur contenu en énergie. Ces clusters ont des tailles variables en nombre de cellules qui peuvent être caractérisées par leur moments.

Ces moments sont pondérés par l'énergie. Par exemple pour la moyenne et le second moment, pour une variable "x", nous avons :

$$\langle x^n \rangle = \frac{1}{E_{norm}} \times \sum_{i, E_i > 0} E_i x_i^n \quad (5.1.1)$$

$$C_{xx} = \frac{1}{w} \sum_{i|E_i > 0} E_i^2 (x_i - \langle x \rangle)^2 \quad (5.1.2)$$

On peut de manière similaire calculer les moments pour C_{zz} , C_{xy} ... où y, z sont deux autres variables.

Une fois que ces clusters de cellules ont été reconstruits avec l'une ou l'autre des méthodes, il est nécessaire de calibrer ces objets.

Deux méthodes sont utilisées dans l'expérience.

– Echelle électromagnétique et facteur d'échelle dérivé sur les données.

Dans cette méthode, la calibration utilise l'énergie brute ayant été reconstruite dans les objets précédemment présentés une fois que l'algorithme de jets a été utilisé.

On dérive ensuite les corrections à appliquer en utilisant une analyse Monte Carlo.

On dérive alors un facteur d'échelle qui nous donne le quadrivecteur de nos objets ainsi qu'un décalage que l'on doit appliquer pour obtenir la vraie valeur de η :

$$p^{corr} = corr \times p^{mes}, \quad \eta^{corr} = \eta^{mes} + \Delta\eta \quad (5.1.3)$$

Ce facteur d'échelle est obtenu en utilisant une méthode appelée la calibration H1 ([102]). Cette méthode n'utilise que les dépôts d'énergie reconstruits à l'intérieur des jets afin de compenser le facteur $\frac{\text{densité électromagnétique}}{\text{densité hadronique}}$

Cette méthode repose sur le fait que les dépôts dans le calorimètre électromagnétique sont plus denses que ceux dans le calorimètre hadronique et le facteur appliqué dépend donc de la densité d'énergie au sein du jet.

Les poids sont indépendants de l'énergie et de la position des jets mais sont dépendants du détecteur considéré ainsi que de la couche.

Deux différentes versions de cette méthode ont été développées :

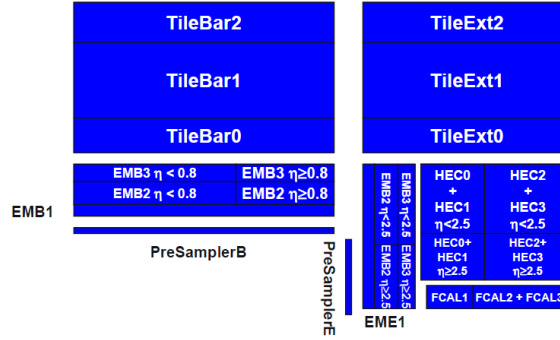


FIG. 5.3 – Illustration de la méthode de granularité longitudinale fine

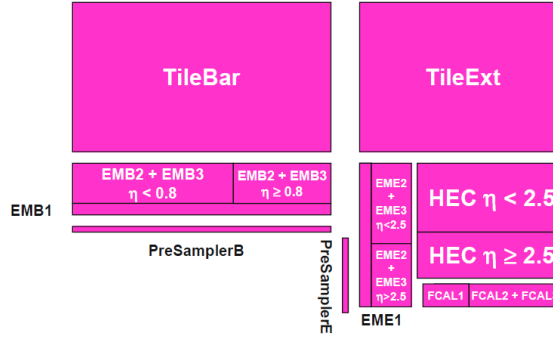


FIG. 5.4 – Illustration de la méthode de granularité longitudinale grossière

– **Granularité longitudinale fine**

Lorsque cette méthode est utilisée, le détecteur est partitionné en 297 segments avec 16 bins de densité chacun. Dans ce cas, il est nécessaire d'ajuster 79 paramètres libres. Pour calibrer l'énergie du jet, nous introduisons un poids pour chaque cellule dans un segment et dans un certain bin d'énergie.

Initialement il y a plus de 79 paramètres. Chaque poids est donc paramétré en utilisant une paramétrisation polynomiale de la densité d'énergie afin de réduire ce nombre et arriver au nombre indiqué pour l'ajustement global.

– **Granularité longitudinale grossière**

Une autre méthode nécessitant moins de calculs est la méthode de la granularité longitudinale grossière qui utilise 10 segments avec chacun 167 bins de densité d'énergie et 7 segments avec un seul bin de densité. Nous avons donc à la fin 167 paramètres libres que l'on réduit à 45 en utilisant la méthode précédemment indiquée.

Les deux méthodes ont une linéarité similaire mais la méthode utilisant la granularité longitudinale fine permet d'améliorer le terme d'échantillonnage de la résolution.

– **Calibration locale (Local Cell Weighting)**

Cette méthode ne s'applique qu'aux clusters topologiques et non aux tours. L'idée est d'utiliser ici les variables de forme de la gerbe.

– Les gerbes électromagnétiques s'étendent moins que les gerbes hadroniques et ont une

5.1. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE PRODUCTION INCLUSIVE DE JETS

densité énergétique plus importante.

- Des poids électromagnétiques et hadroniques sont ensuite appliqués en utilisant la propriété électromagnétique dérivée pendant l'étape de classification :

$$w = p^{EM} \times w_{EM} + (1 - p^{EM}) \times w_{HAD} \quad (5.1.4)$$

- Ces poids peuvent s'appliquer aux cellules ou directement aux clusters pour prendre en compte les pertes dues aux tailles de cluster finies.
- Il faut appliquer des corrections au niveau des jets pour prendre en compte toutes les pertes qui n'auraient pas à ce point été détectées.

Parmi celles-ci nous pouvons compter les particules qui n'atteignent pas le calorimètre ou le cluster à cause de la quantité de matière présente en amont, le champ magnétique mais aussi les dépôts d'énergies inférieurs au seuil de détection.

Calibration des jets

Nous abordons maintenant la calibration des jets. Nous avons vu quelles corrections devaient être appliquées en amont de la reconstruction des jets pour prendre en compte les problèmes de reconstruction inhérents au détecteur ainsi que les effets de pile-up.

Une fois que l'algorithme de jets a été utilisé pour reconstruire les jets à partir des tours ou des clusters, une série de corrections supplémentaires doit être appliquée afin de prendre en compte les derniers effets qu'il n'était pas possible de capturer au niveau des cellules, clusters ou tours.

Plusieurs approches peuvent être utilisées à ce point et nous en évoquerons plusieurs. Jusqu'à présent ces effets ont été étudiés en utilisant l'algorithme AntiKt avec les rayons $R=0.4$ et $R=0.6$ avec les clusters topologiques corrigés (LCTopo (clusters topologiques avec une calibration locale) et EMTopo (cluster topologique avec une calibration à l'échelle électromagnétique)).

Les corrections à appliquer aux jets sont essentiellement étudiées en utilisant une approche Monte-Carlo.

Lors de la reconstruction d'un jet avec un rayon donné, deux effets doivent être étudiés.

D'un côté, du fait de la taille finie des jets, une partie des constituants au niveau de la particule ne sont pas reconstruits par l'algorithme.

De l'autre, une partie des quadri-impulsions reconstruites ne provient pas du jet mais des événements sous-jacents (plusieurs GeV par unité de rapidité) et des collisions multiples (100 GeV par unité de rapidité, voir par exemple [103]).

Une partie de l'énergie de jet est située hors du cône et il est nécessaire de développer une approche pour estimer la quantité d'énergie située hors du cône en fonction de la rapidité des jets mais aussi de leur impulsion transverse.

Cette information peut être récupérée en étudiant la forme des jets et la sous structure des jets.

Pour récupérer cette information, nous associons à chaque jet reconstruit, son jet au niveau des particules. Pour ce faire nous calculons la distance R^{match} entre le jet reconstruit et le jet au niveau des particules qui permet d'associer à tout jet reconstruit le jet initial.

On demande en pratique que :

$$\Delta R_{\text{min}}^{\text{match}} < 0.3, \quad p_{\perp}^{\text{true}} > 20 \text{ GeV} \quad (5.1.5)$$

Les jets doivent par ailleurs être isolés des jets les plus proches. Nous définissons alors une distance de séparation R^{iso} entre les jets de l'événement qui correspond à la distance minimale

nécessaire pour que l'on considère deux jets. En pratique nous demandons pour que les jets soient isolés :

$$\Delta R_{\min}^{\text{iso}}(\text{jet}_1, \text{jet}_2) > 1.0 \quad (5.1.6)$$

On utilise ensuite une inversion numérique pour obtenir la correction à appliquer (voir [104]). Plusieurs moments du jet peuvent être utilisés comme par exemple :

$$\frac{1}{2\pi R p_T^{\text{Truth}}} \times \frac{dp_T}{dR} \quad (5.1.7)$$

(voir par exemple : 5.1) ou :

$$E_{\perp}^{\text{frac}} = \frac{1}{E_{\perp, \text{jet}}} \sum_{\{clus | E_{\perp, clus} < 1 \text{ GeV}\}} E_{\perp, clus} \quad (5.1.8)$$

En pratique nous utilisons le dernier choix.

Après l'inversion numérique nous obtenons le facteur correctif en fonction de l'énergie des jets (voir figure 5.5).

5.1.3 Sélection des évènements et des jets

Nous présentons dans cette partie l'ensemble des coupures ayant été appliquées afin de sélectionner les jets utilisés pour la mesure des sections efficaces différentielles que nous présentons dans cette partie.

Présélection des évènements

Tous les évènements ayant été sélectionnés par le système de déclenchement ne sont, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, pas tous de qualité pour les expériences et il est nécessaire de procéder à une première pré-sélection afin de rejeter les évènements dont la qualité n'est pas suffisante pour les analyses.

Plusieurs coupures initiales ont donc été appliquées afin de ne garder qu'un échantillon d'évènements sans bruit de fond et contenant des jets.

Durant un run de prise de données, de nombreux évènements enregistrés ne correspondent pas à des évènements de collision. La liste des évènements issus de collisions est disponible et nous ne gardons que les évènements contenus dans cette liste.

Par ailleurs plusieurs évènements sont affectés par des bruits de fond détecteur pouvant être perçus par les algorithmes de reconstruction comme étant des jets et il est donc nécessaire de les rejeter.

En particulier deux coupures permettent de rejeter les noise-bursts ou les bruits de fond issus du calorimètre hadronique.

Nous demandons ainsi que les variables `larError` et `tileError` soit différentes de 2. En pratique ces deux variables ont pour valeur 0, 1 et 2 en fonctions des informations entrées dans les bases de données lors de l'étude de la qualité des données. Une valeur de 2 signifie que les données ne peuvent être utilisées à cause des bruits de fond, une valeur de 1 signifie que les problèmes affectant les détecteurs ne sont pas problématiques pour les analyses et une valeur nulle signifie qu'aucun problème n'affecte les détecteurs.

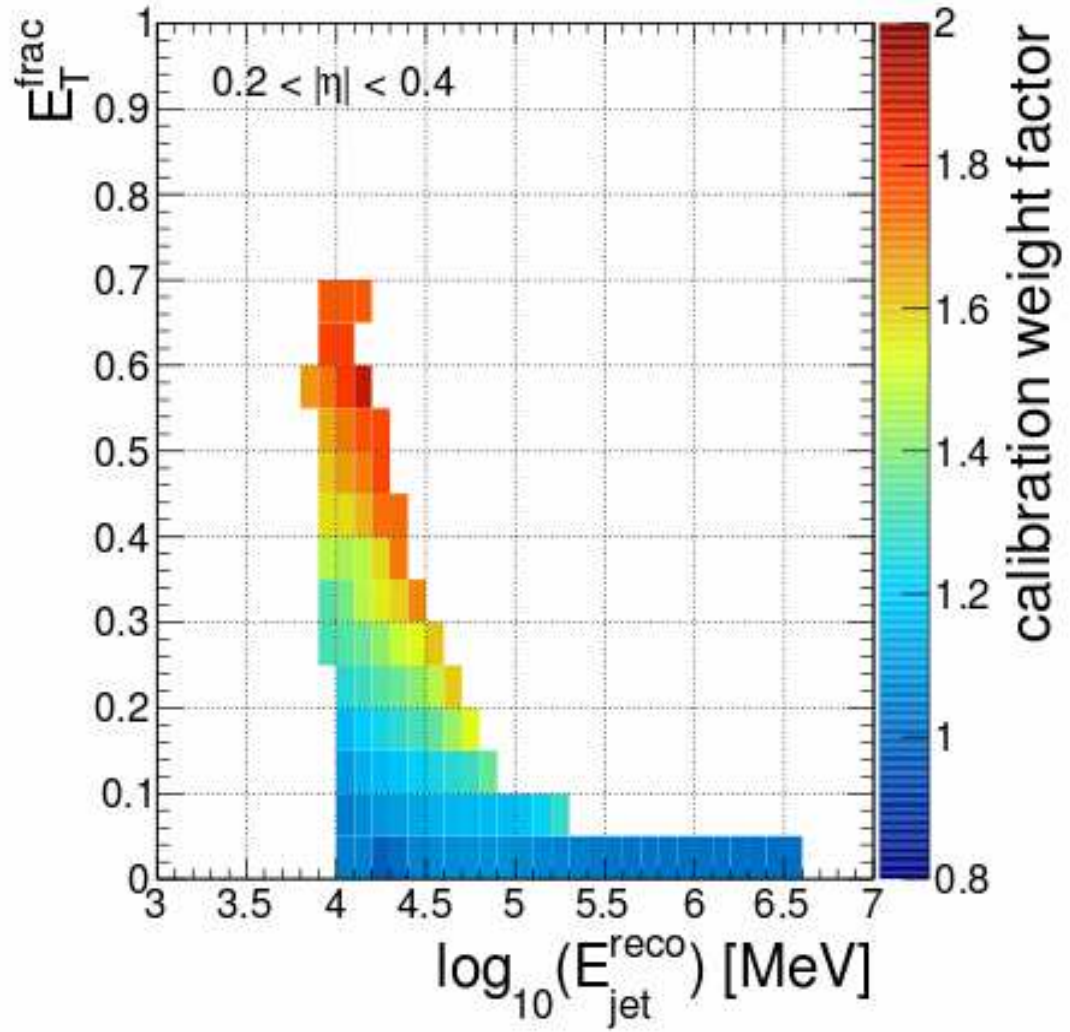


FIG. 5.5 – Facteur correctif à appliquer aux jets dans le tonneau central en fonction de l'énergie reconstruite des jets.

Il est nécessaire de rejeter les événements incomplets. Une variable "coreFlags" a été développée pour permettre la sélection de ces événements et la réjection s'effectue en demandant que

$$(\text{coreFlags} \& 0x40000) == 0 \quad (5.1.9)$$

Ces événements sont des événements où seule une partie du détecteur était activée au moment de la prise de données.

Sélection des jets

Une fois les événements problématiques rejetés, nous appliquons plusieurs coupures afin de sélectionner les jets qui entreront dans l'analyse. Un premier échantillon de jets est construit en demandant que les jets aient une impulsion transverse supérieure à 50 GeV et que ceux-ci soient situés dans la région de rapidité $|y| < 2.8$. Une fois que ces jets ont été sélectionnés, on rajoute une série de coupures supplémentaires pour rejeter les jets issus de la reconstruction de noise-bursts non initialement détectés ou de cellules bruyantes que le système de déclenchement a considéré comme des jets. Deux coupures en particulier ont été appliquées :

Plusieurs modules du calorimètre hadronique ne fonctionnent plus et entraînent le déclenchement de la sélection. Il est nécessaire de rejeter les jets reconstruits au niveau de ces modules et plusieurs critères permettent en pratique leur réjection. En pratique, deux coupures sont utilisées :

$$\text{BCH_CORR_CELL} > 0.05 \text{ et } \text{BCH_CORR_JET} > 0.02.$$

La première variable représente la fraction d'énergie qui provient de la correction au niveau des cellules en supposant que toutes ont la même densité d'énergie. La seconde correspond à la fraction d'énergie en provenance de la correction au niveau du jet en utilisant les formes de jets. Ces coupures sont réunies en une seule variable qui atteste que ces coupures sont vérifiées :

$$\text{isUgly} = \text{BCH_CORR_CELL} > 0.05 \& \& \text{BCH_CORR_JET} > 0.02 \quad (5.1.10)$$

On rejette tous les jets avec isUgly égal à true.

Par ailleurs afin de rejeter les pics de bruit dans le calorimètre hadronique (HCal), les bruits cohérents dans le calorimètre électromagnétique mais aussi les bruits de fond liés aux faisceaux ou aux muons cosmiques, il est nécessaire d'utiliser plusieurs autres coupures. Une variable booléenne permet de vérifier que ces coupures sont bien vérifiées (isBadMedium) et en pratique nous ne gardons que les jets avec isBadMedium égal à false.

Cette variable prend en compte plusieurs coupures que nous présentons sur la figure 5.6.

En pratique les jets sont donc sélectionnés ainsi :

- Nous sélectionnons les jets qui se situent dans la région $y < 2.8$ ou $y < 4.4$ si nous considérons la région vers l'avant.
- Nous ordonnons les jets en fonction de leur impulsion transverse dans l'ordre décroissant.
- Nous rejetons les jets qui ne passent pas les coupures sur les variables isUgly et isBadMedium.

Fraction de vertex des jets (JVF)

Afin de diminuer l'influence des jets issus de l'empilement, il est possible de rajouter une information qui prendra en compte le contenu en traces et les informations sur le vertex primaire afin de ne sélectionner que les jets issus des collisions dures.

Cette variable a été introduite initialement par l'expérience D0 et permet de diminuer fortement l'impact de l'empilement (voir [105] et [106] pour l'implémentation dans ATLAS).

5.1. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE
5.1 PRODUCTION INCLUSIVE DE JETS

Name	Looser	Loose	Medium	Tight
		Looser or	loose or	medium or
HEC spikes	$HECf > 0.5 \ \&\& \ HECQ > 0.5$ $\&\& LArQ_{mean} > 0.8,$ or $ \text{neg. E} > 60 \text{ GeV}$	$HECf > 0.5 \ \&\& \ HECQ > 0.5$	$HECf > 1 - HECQ $	
EM coherent noise	$EMf > 0.95 \ \&\& \ LArQ > 0.8$ $\&\& LArQ_{mean} > 0.8 \ \&\& \ eta < 2.8$	$EMf > 0.95 \ \&\& \ LArQ > 0.8 \ \&\& \ eta < 2.8$	$EMf > 0.9 \ \&\& \ LArQ > 0.8$ $\&\& \ eta < 2.8$	$LArQ > 0.95$ or $EMf > 0.98 \ \&\& \ LArQ > 0.05$
Non-collision bkg & cosmps	$EMf < 0.05 \ \&\& \ Chf < 0.05 \ \&\& \ eta < 2$ or $EMf < 0.05 \ \&\& \ eta \geq 2$ or $FMax > 0.99 \ \&\& \ eta < 2$	$ t > 25 \text{ ns}$	$ t > 10 \text{ ns}$ or $EMf < 0.05 \ \&\& \ Chf < 0.1 \ \&\& \ eta < 2$ or $EMf > 0.95 \ \&\& \ Chf < 0.05 \ \&\& \ eta < 2$	$EMf < 0.1 \ \&\& \ Chf < 0.2 \ \&\& \ eta < 2.5$ or $EMf > 0.9 \ \&\& \ Chf < 0.1 \ \&\& \ eta < 2.5$ Or $Chf < 0.01 \ \&\& \ eta < 2.5$ or $EMf < 0.1 \ \&\& \ eta > 2.5$

FIG. 5.6 – Liste de coupures à appliquer pour nettoyer les jets

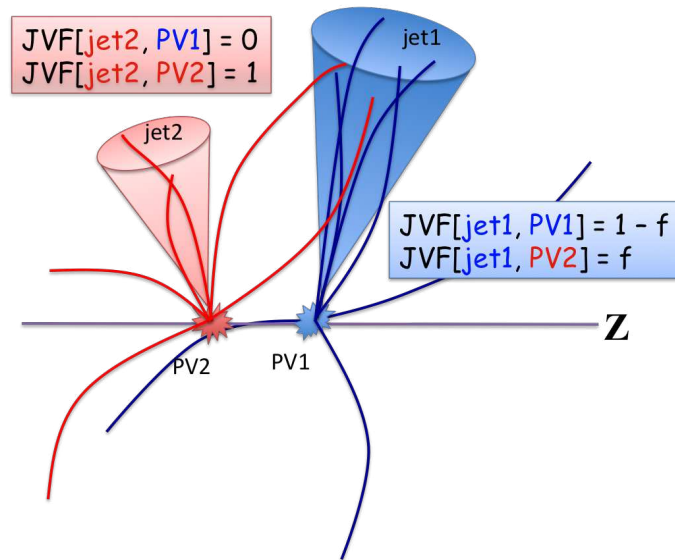


FIG. 5.7 – Illustration du calcul de la JVF

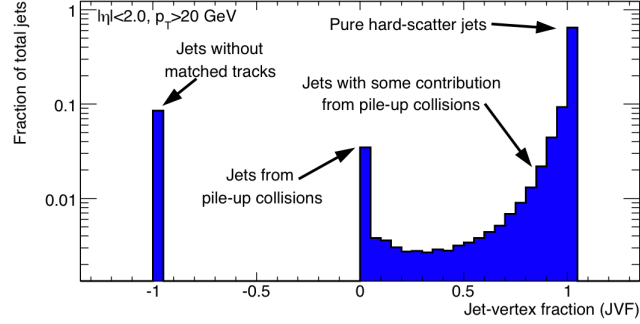


FIG. 5.8 – Valeur de la JVF et origine présumée des jets

En pratique, pour définir cette variable, nous combinons l'information issue des vertex, l'information issue des traces et l'information issue du calorimètre dans le but de définir la probabilité qu'un jet soit issu d'un vertex particulier.

En pratique nous la définissons en utilisant la formule :

$$JVF(\text{jet}, \text{vertex}) = \frac{\sum p_T(\text{trace}) \text{ si la trace vient d'un vertex primaire}}{\sum p_T(\text{trace})} \quad (5.1.11)$$

Cette fonction varie entre 0 et 1 et il faut maintenant définir une coupure afin de sélectionner uniquement les jets en provenance des collisions dures.

La figure 5.8 présente la JVF pour les jets issus des collisions dures et la JVF pour les jets issus de l'empilement

Nous avons appliqué une coupure dans notre analyse afin de réduire l'effet de l'empilement. En pratique nous utilisons $|JVF| > 0.75$ dans cette analyse.

Etude des jets à l'avant

Dans le cas où l'on veut étudier les jets produits vers l'avant, la coupure sur la rapidité peut être ignorée.

Dans ce cas, il n'est plus possible de prendre en compte les informations du détecteur de traces dont la région de fonctionnement est limitée à $\eta < 2.5$

Ainsi la coupure sur la fraction de vertex des jets ne peut plus être utilisée à ce point. Un menu de trigger dédié peut être utilisé afin d'accepter un jet dans la région vers l'avant en fonction de son impulsion transverse. Les jets vers l'avant ont une impulsion transverse plus faible que les jets dans la partie centrale, par contre leur masse invariante sera plus élevée.

Nous discutons ce choix dans la sous-section suivante.

Choix du trigger

Une fois que les coupures précédentes ont été appliquées, il est nécessaire de vérifier la décision du système de déclenchement. Cette décision dépend de l'impulsion transverse des jets et il est donc important de vérifier pour chaque jet la décision du menu de déclenchement approprié.

5.1. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE
5.1 PRODUCTION INCLUSIVE DE JETS

Trigger	R = 0.4, EM+JES	R = 0.6, EM+JES
EF_j15_a4tc_EFFS	30	50
EF_j20_a4tc_EFFS	37.5	60
EF_j30_a4tc_EFFS	52.5	72.5
EF_j40_a4tc_EFFS	80	95
EF_j55_a4tc_EFFS	90	117.5
EF_j75_a4tc_EFFS	117.5	155
EF_j100_a4tc_EFFS	152.5	202.5
EF_j135_a4tc_EFFS	197.5	265
EF_j180_a4tc_EFFS	262.5	350
EF_j240_a4tc_EFFS	345	457.5

TAB. 5.1 – Valeurs d’impulsion transverse en GeV à partir desquelles chaque trigger central atteint un plateau d’efficacité à 99%

Les impulsions transverses que nous détaillons correspondent aux régions d’impulsion transverse où l’efficacité du système de déclenchement est supérieur à 99%.

Nous combinons en pratique les décisions de plusieurs systèmes de déclenchement pour obtenir la section efficace finale.

L’impulsion transverse nécessaire pour atteindre les 99% d’efficacité dépend de la méthode de reconstruction utilisée mais aussi du rayon des jets. Nous présentons les différents menus de déclenchement avec leur seuil de déclenchement pour les deux méthodes de reconstruction possibles et les deux rayons utilisés.

Deux systèmes de déclenchement différents sont utilisés pour les détecteurs centraux et les détecteurs à l’avant et nous utiliserons les triggers appropriés en fonction de la position des jets.

Les systèmes de déclenchement qui nous permettent de décider si un jet peut être gardé pour la mesure utilisent les informations disponibles au niveau du filtre à événements (EF). Ces systèmes sont adaptés à la sélection des événements hadroniques (a4tc_EFFS) et utilisent en pratique l’information combinée du calorimètre hadronique, électromagnétique ainsi que du système de reconstruction des traces. Chaque système de déclenchement est adapté à des jets ayant une impulsion minimale qui dépend du trigger choisi (j10, j15...).

Le tableau 5.1 donne les valeurs des impulsions à partir desquelles chaque trigger atteint une efficacité de 99% pour les différents jets utilisés dans les analyses.

Pour des raisons de simplicité, nous avons décidé d’utiliser comme choix d’intervalle d’impulsion pour les jets, les intervalles suggérés pour les études dijet comme montré dans le tableau 5.2.

Les figures 5.9 et 5.10 montrent les courbes d’efficacité pour le trigger dans la partie centrale et dans la partie à l’avant (voir [107]).

Chaque trigger est utilisé pour sélectionner les jets dans une certaine région d’impulsions. Les régions utilisées pour chaque trigger sont récapitulées dans le tableau 5.2.

Le trigger avant présente un comportement anormal comme peut nous le montrer la figure 5.11.

Il est nécessaire de prendre en compte cette information lors du calcul de la section efficace de production inclusive de jets dans la partie avant en appliquant un facteur de correction d’acceptance dans la région d’impulsion affectée par ce problème.

En étudiant la région vers l’avant dans mes mesures de section-efficace différentielle, nous avons aussi considéré le trigger avant afin d’avoir une mesure cohérente de cette région. Néanmoins du

Impulsion transverse	Trigger
$45 \leq p_t < 60$	EF_j15_a4tc_EFFS
$60 \leq p_t < 80$	EF_j25_a4tc_EFFS
$80 \leq p_t < 110$	EF_j35_a4tch_EFFS
$110 \leq p_t < 160$	EF_j45_a4tch_EFFS
$160 \leq p_t < 210$	EF_j55_a4tch_EFFS
$210 \leq p_t < 260$	EF_j80_a4tch_EFFS
$260 \leq p_t < 310$	EF_j110_a4tch_EFFS
$310 \leq p_t < 400$	EF_j145_a4tch_EFFS
$400 \leq p_t < 500$	EF_j1180_a4tch_EFFS
$500 \leq p_t$	EF_j220_a4tch_EFFS

TAB. 5.2 – Intervalles d'impulsion transverse en GeV associés à chaque trigger pour la sélection des jets dans la partie centrale

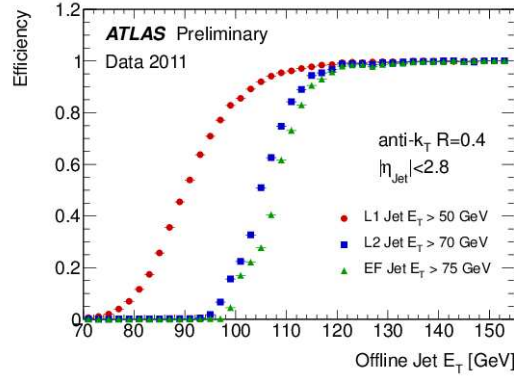


FIG. 5.9 – Courbe d'efficacité pour le trigger central en fonction de l'impulsion transverse des jets en GeV.

fait de l'effet précédent il est nécessaire d'avoir recours à des études plus approfondies qui n'ont pas été réalisées en détail. Nous ne présentons donc pas de résultats sur la région avant.

Calibration des jets

Les jets que nous utilisons dans l'analyse que nous présentons dans cette partie ont été au préalable calibrés pour prendre en compte les effets de l'empilement dans les distributions.

Les résultats présentés dans cette partie n'exploitent pour le moment pas les derniers résultats concernant la réjection du pile-up en utilisant les formes des événements et l'aire des jets dans le but de dériver un poids pour chaque jet et chaque événement. L'approche est plutôt une approche in-situ et nous appliquons un poids moyen en fonction de la quantité d'empilement (caractérisé par le nombre de vertex primaires et le nombre d'interactions moyen par croisement de faisceau).

5.1. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE PRODUCTION INCLUSIVE DE JETS

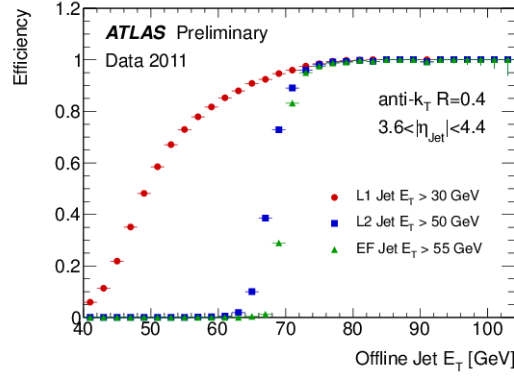


FIG. 5.10 – Courbe d’efficacité pour le trigger avant en fonction de l’impulsion transverse des jets en GeV.

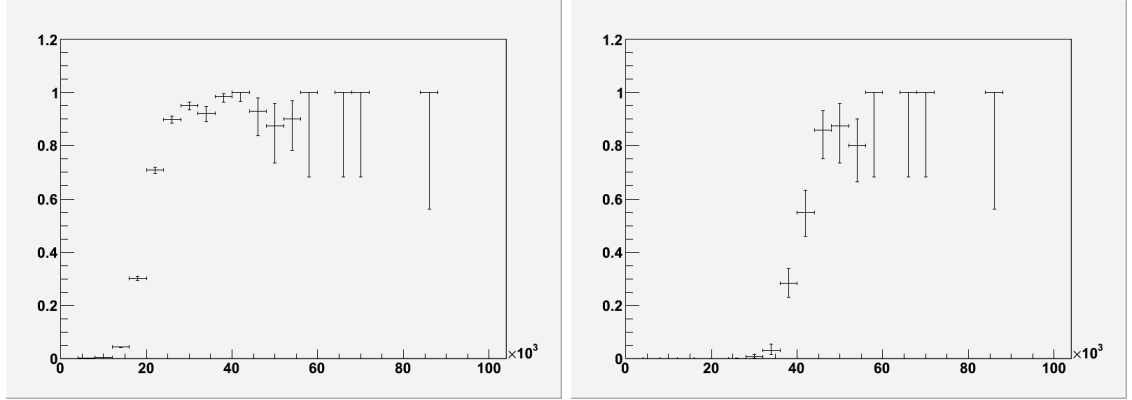


FIG. 5.11 – Efficacité du trigger avant au niveau 1 pour le trigger fj10 (à gauche) et le niveau 2 pour le trigger fj25 (à droite) en fonction de l’impulsion transvers des jets en GeV.

Mesure de l’influence de l’empilement

Lors de la calibration des jets, l’empilement est déjà pris en compte dans la mesure au travers des valeurs de $\langle \mu \rangle$ et du nombre de vertex primaires.

$\langle \mu \rangle$ représente la valeur moyenne du nombre d’interactions par croisement de faisceaux. Il y a en pratique deux valeurs associées au nombre d’interactions par croisement mesuré par l’expérience ATLAS. Ces valeurs sont le nombre moyen d’interaction par faisceau que nous venons de citer et le nombre réel d’interaction par faisceau.

Plusieurs analyses utilisent le nombre moyen pour les calibrations et l’étude des effets d’empilement. Dans cette étude, nous avons en pratique utilisé le nombre réel d’interaction par croisement de faisceaux.

Dans toutes les mesures impliquant le calcul du nombre d’interactions réel par croisement de faisceau, il est nécessaire d’associer ce nombre au bloc de luminosité et au croisement de faisceaux

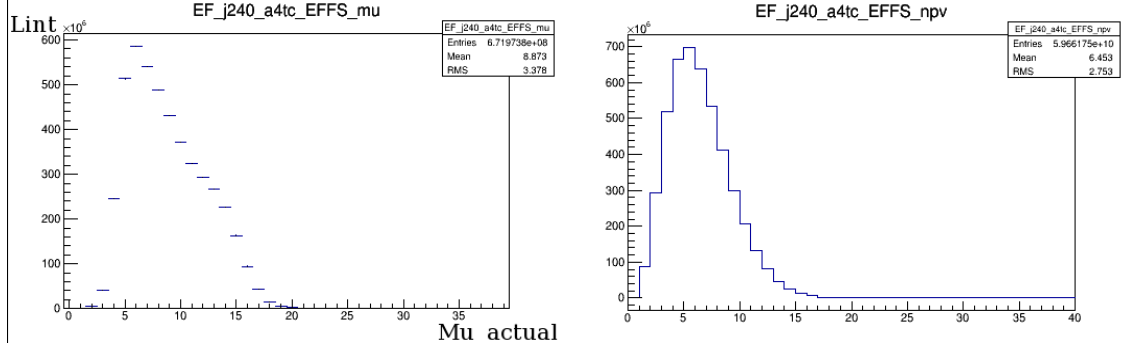


FIG. 5.12 – Luminosité intégrée en fonction de $\mu_{\text{R}\text{éel}}$ (gauche) et NPV (droite) pour le trigger *EF_240_a4tc_EFFS*.

correspondant.

Le nombre de vertex est lui calculé en considérant les vertex possédant au moins deux traces. Ce nombre sera dénommé NPV dans la suite de notre discussion.

Afin d'étudier l'effet de l'empilement sur la mesure des sections efficaces différentielles d'un processus donné, il est nécessaire de calculer pour chaque intervalle de $\mu_{\text{r}\text{éel}}$, $\langle \mu \rangle$, NPV un poids correspondant à la fraction de luminosité que l'on considère pour le bin donné.

Ce poids doit être calculé pour chaque menu de trigger afin de prendre en compte la fraction de luminosité qui a été enregistré par le trigger.

On remplit ensuite un histogramme en ajoutant dans chaque bin en μ , NPV la valeur de μ , NPV de l'évènement de sorte à obtenir une distribution du nombre de collisions enregistré pour chaque valeur de μ , NPV.

L'intégrale de cette distribution nous donne alors la luminosité intégrée pour le trigger considéré.

Afin d'étudier l'effet de $\mu_{\text{R}\text{éel}}$ et de NPV sur la mesure de la section efficace différentielle, nous calculons l'intégrale des courbes précédemment présentées pour chaque bin de $\mu_{\text{R}\text{éel}}$, NPV considéré. (par exemple $\mu \in [0, 4, 7, 10, 14]$).

La valeur intégrée pour chaque bin correspond alors à une luminosité intégrée pour le trigger considérée et nous pouvons utiliser cette valeur comme poids pour chaque jet.

On obtient alors pour chaque bin de $\mu_{\text{R}\text{éel}}$, NPV une distribution pondérée qui correspond à la section efficace différentielle qui nous intéresse mais qui n'est en principe pas affectée par l'empilement. Nous pouvons alors comparer les différentes courbes entre-elles pour extraire l'incertitude systématique associée à l'empilement.

On peut voir sur la figure 5.13 que grâce à cette méthode, la section efficace différentielle est peu influencée par l'empilement (de l'ordre de quelques pourcents).

5.1.4 Mesure de sections efficaces différentielles

Les figures 5.14 représentent les distributions de section efficace différentielle obtenues pour différents intervalles de rapidité : $[0, 0.3, 0.8, 1.2, 2.1, 2.8]$.

Par ailleurs, afin de calculer le rapport entre les sections efficaces différentielles de production associée V+jets et la section efficace différentielle de production inclusive de jets, nous avons mesuré la section efficace différentielle de production inclusive de jets pour $R=0.4$.

5.1. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE DE PRODUCTION INCLUSIVE DE JETS

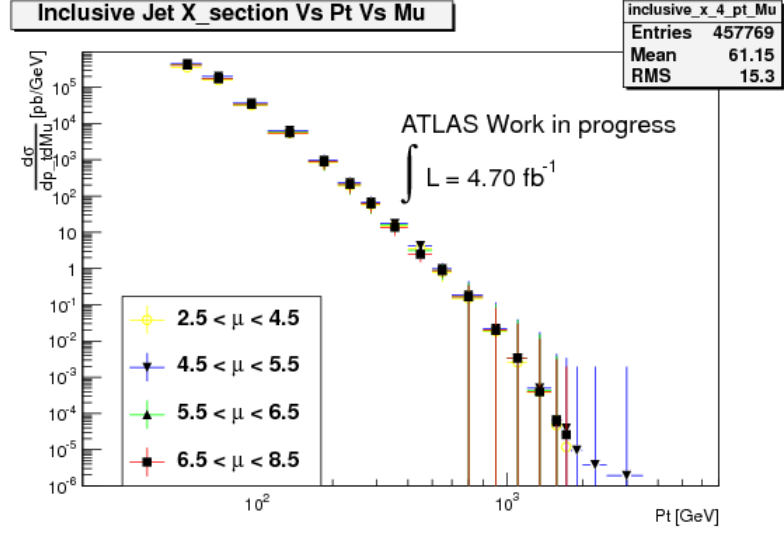


FIG. 5.13 – Influence de l'empilement sur la section efficace différentielle de production inclusive de jets.

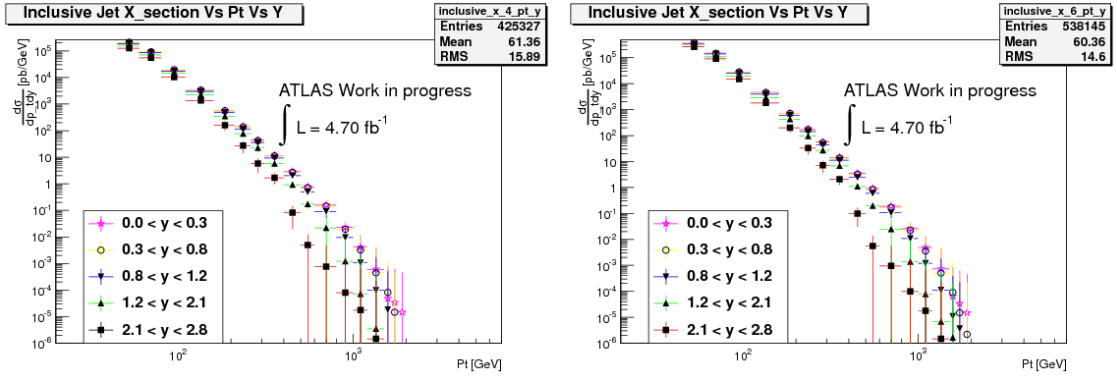


FIG. 5.14 – Double section efficace différentielle ($\frac{d\sigma}{dp_T dy}$) pour $R=0.4$ (gauche) et pour $R=0.6$ (droite) pour différents intervalles de rapidité

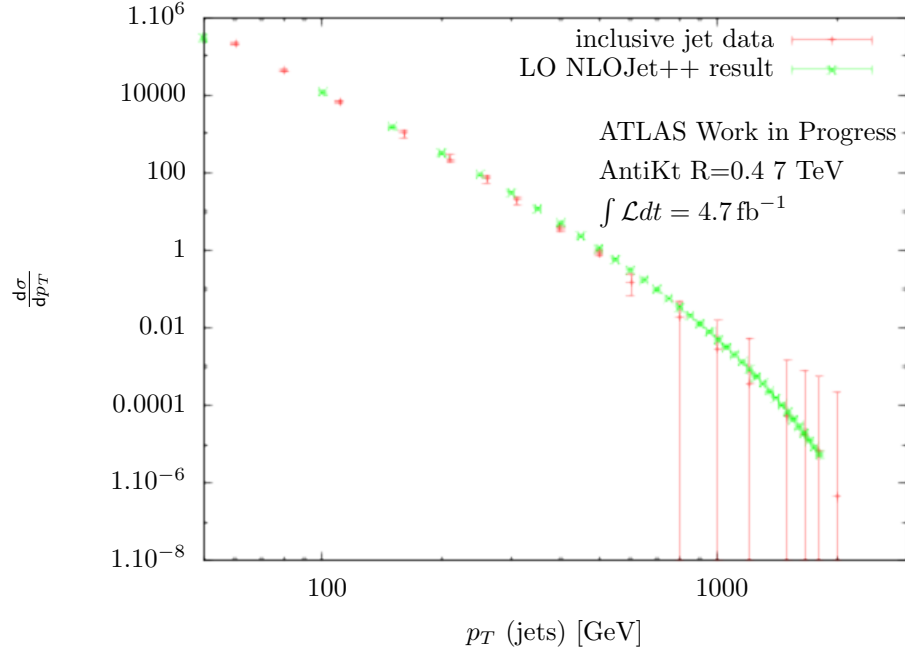


FIG. 5.15 – Comparaison entre la section efficace différentielle de production inclusive de jets mesurée dans les données et la section efficace de production inclusive de jets calculée au LO par le programme NLOJet++ à 7TeV avec $\mu_R = \mu_F = \frac{H_T}{2}$ et l'ensemble de PDFs CTEQ6M.

Afin de nous assurer de l'ordre de grandeur des valeurs obtenues, nous avons comparé ces mesures au résultat LO. Ces résultats sont présentés sur la figure 5.15.

Les raisons de cette comparaison plutôt que de la comparaison avec le NLO vient du fait que dans les calculs du chapitre précédent, nous avons comparé les sections efficaces différentielles V+jets aux sections efficaces différentielles de production inclusive de jet au LO. Afin de pouvoir comparer ces résultats entre eux et estimer l'amplitude des corrections électrofaibles réelles à partir des données, nous voulions nous assurer que cette comparaison avait un sens et que le résultat mesuré ne différait pas trop du résultat LO.

Bien sur le résultat mesuré est un résultat incluant les corrections à tous les ordres de même que les corrections non perturbatives que nous n'avons pas étudiées à ce point. La comparaison avec les calculs Monte-Carlo nécessiterait bien-sûr une comparaison avec un calcul NLO auquel nous aurions rajouté les corrections non-perturbatives. Ce n'était pas notre but ici.

5.2 Mesure du rapport R_{jets}

5.2.1 Introduction

Nous présentons dans cette section les contributions ayant été apportées à la mesure du rapport entre les sections efficaces différentielles des processus $W+jets$ et $Z+jets$,

$$R_{jets} = \frac{d\sigma(W+jets)/dX}{d\sigma(Z+jets)/dX}. \quad (5.2.12)$$

Ce rapport a plusieurs intérêts du point de vue expérimental.

Dans tout rapport de sections-efficaces différentielles, les incertitudes systématiques communes au dénominateur et au numérateur peuvent généralement s'annuler de manière importante en fonction des corrélations qui existent pour ces incertitudes systématiques entre le dénominateur et le numérateur. Les rapports sont donc généralement des outils de précision pour étudier la structure d'un modèle.

Bien sûr dans le cas où des déviations affectent le numérateur et le dénominateur dans les mêmes proportions, l'étude du rapport associé ne permettra pas de mettre en évidence ces déviations. En revanche la mesure des rapports est intéressante pour étudier la présence de déviations dans un processus qui ne seraient pas présentes dans un autre processus ou qui affecteraient différemment le numérateur et le dénominateur.

Les rapports de section efficaces différentielles, du fait des incertitudes systématiques réduites, sont un moyen d'étude fine de la présence de nouvelle physique modifiant la structure de la théorie initiale à plus hautes énergies.

Cette mesure nous permet aussi de comprendre la différence de topologie entre les différents processus et en particulier nous permet d'étudier la structure au niveau du vertex $q \rightarrow qW$.

Le calcul de processus impliquant de nombreux jets en association avec un boson Z ou plusieurs jets et un boson W a aujourd'hui été réalisé jusqu'à 5 jets au NLO. Expérimentalement, la mesure des sections efficaces différentielles pour le processus $W+jets$ est difficile du fait de la nécessité de reconstruire l'énergie manquante dans l'expérience. Ce dernier point complique la mesure et introduit des systématiques importantes. En revanche, la mesure des sections efficaces différentielles pour le processus $Z+jets$ nécessite de reconstruire la masse invariante des paires de leptons et la mesure est plus facile que pour le cas de $W+jets$.

Ainsi la mesure des sections efficaces différentielles du processus $W+jets$, (ou son utilisation dans les analyses) peut être réalisée une fois le rapport R_{jets} connu pour ces sections-efficaces différentielles en mesurant les sections efficaces différentielles pour le processus $Z+jets$.

Les études ayant été effectuées au sein de ce groupe ont été réalisées dans le canal de désintégration en muons qui présentait entre autres des écarts importants avec le canal de désintégration en électrons pour le bruit de fond QCD au moment de l'arrivée de l'auteur de cette thèse dans le groupe d'étude.

5.3 Section efficace différentielle

Nous présentons maintenant les coupures qui seront utilisées afin de sélectionner les événements $V+jets$ qui entreront dans le calcul des différents rapports que nous étudions dans ce chapitre.

5.4 Sélection des évènements

Nous rentrerons dans cette partie exclusivement sur la sélection des particules qui nous permettrons de mesurer les sections-efficaces différentielles pour le processus Z+jets et le processus W+jets.

La réjection des évènements à problèmes est effectuée de la même manière que pour la mesure des sections efficaces différentielles dans le cas du processus inclusive jet et nous renvoyons le lecteur à ces explications.

En revanche, il est nécessaire de prendre en considération les règles utilisées pour effectuer la sélection des muons et des jets.

La reconstruction des jets a déjà été présentée et les explications que nous avons fournies précédemment s'appliquent aussi à la section efficace différentielle que nous présentons dans cette partie.

Dans cette partie, nous nous limitons au cas des jets reconstruits avec l'algorithme AntiKt4-TopoEM ce qui signifie que les jets sont reconstruits avec l'algorithme anti-kt avec $R=0.4$ en prenant comme entrées l'énergie brute déposée dans les cellules en ajoutant un facteur d'échelle mesuré sur les données.

5.4.1 Sélection des muons et des jets

La sélection des muons utilisés dans la mesure des sections efficaces présentées dans cette partie prend en compte les informations que nous avons discutées dans la partie précédente.

On applique plusieurs coupures au muon :

$$|\eta| < 2.4 \quad p_T^{\text{muons}} > 25 \text{ GeV} \quad (5.4.13)$$

Afin de rejeter un maximum d'évènements provenant de la désintégration de quarks charmés ou beaux, nous appliquons une coupure sur l'isolation du muon principal mais aussi sur le paramètre d'impact normalisé.

L'isolation est définie par :

$$iso = \frac{\sum_{20} p_T}{p_T^{\text{muon}}} \quad (5.4.14)$$

Le terme $\sum_{20} p_T$ signifie que l'on regarde la quantité d'impulsion transverse des traces, dans le détecteur interne, avec une énergie supérieure à 1 GeV, contenue dans un cône de rayon 0.2 autour de la direction du muon.

Cette variable est très efficace à réduire la fraction de muons non issus de bosons Z comme nous pouvons le voir sur la figure 5.16.

Par ailleurs nous utilisons aussi l'information issue du paramètre d'impact transversal d_0 et du paramètre d'impact longitudinal z_0 .

En pratique nous définissons le paramètre d'impact normalisé d_0 que l'on définit par $d0_{sig} = \frac{d_0}{\sigma(d_0)}$, de la même manière nous définissons $z0_{sig} = \frac{z_0}{\sigma(z_0)}$

Afin de rejeter au maximum les muons issus de désintégrations hadroniques, nous demandons que

$$iso < 0.1 \ \& \ d0_{sig} < 3.0 \quad (5.4.15)$$

Ces coupures auront de l'importance lors de l'estimation du bruit de fond QCD puisque nous utiliserons différentes combinaisons de ces coupures pour l'estimer.

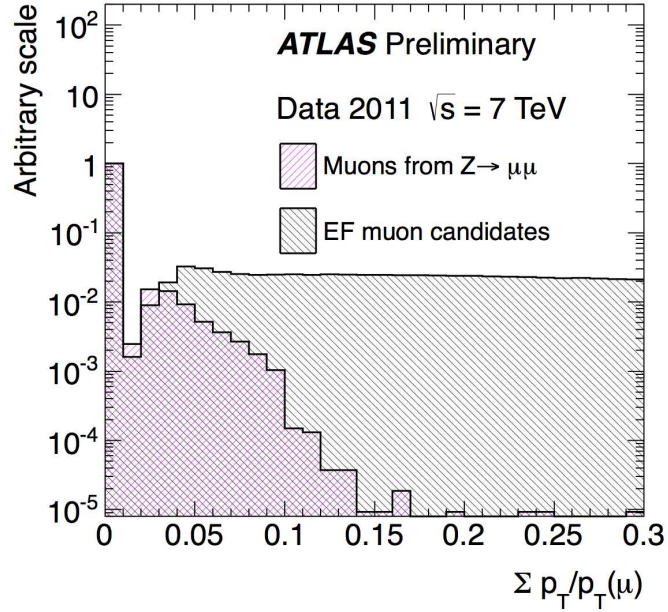


FIG. 5.16 – Sélection des bosons Z en fonction de la coupure sur l'isolation. Sur cette figure "EF" signifie que les muons ont passé les coupures de sélection du système de déclenchement.

Les jets dans notre lot d'événements satisfont des coupures proches de celles utilisées dans la mesure inclusive de jets.

$$p_T^{\text{jet}} > 50 \text{ GeV} \quad |y^{\text{jet}}| < 2.5. \quad (5.4.16)$$

On applique plusieurs coupures de séparation entre les jets et les muons une fois que les bosons W et Z ont été détectés dans les événements considérés.

Ainsi nous demandons que :

$$\Delta R_{(jet,\mu)} > 0.5. \quad (5.4.17)$$

Par ailleurs nous appliquons une condition sur la JVF afin de rejeter les jets d'empilement :

$$|JVF| > 0.75 \quad (5.4.18)$$

Les événements contenant des muons doivent finalement être acceptés par le système de déclenchement. En pratique nous demandons que le filtre à événements sélectionnant les événements contenant des muons, dont l'impulsion transverse est supérieure à 18 GeV, (EF_mu_18 ou $EF_mu_18_medium$) ait sélectionné l'événement en question.

5.4.2 Sélection des bosons W et Z

Une fois que les muons ont été sélectionnés, nous appliquons une série de coupures supplémentaires afin de favoriser les processus contenant des bosons W et Z .

TAB. 5.3 – Coupures de sélection des bosons W

Type de coupure	Valeur
$Nb(\mu)$	1
$p_T^{\mu\text{on}}$	$> 25 \text{ GeV}$
E_T^{miss}	$> 25 \text{ GeV}$
M_T	$> 40 \text{ GeV}$

TAB. 5.4 – Coupures de sélection des bosons Z

Type de coupure	Valeur
$Nb(\mu)$	2
$p_T^{\mu\text{on}}$	$> 25 \text{ GeV}$
charge	2 muons de signe opposé
$M_{\mu\mu}$	$66 < M_{\mu\mu} < 116 \text{ GeV}$
$\Delta R_{\mu\mu}$	> 0.2

Dans le but d'aider la compréhension du lecteur, ces quantités étant réutilisées dans la suite, nous nous attardons quelques instants sur la mesure et la définition de deux des variables utilisées pour sélectionner les bosons W .

Une des variables essentielles est la quantité d'énergie transverse manquante contenue dans l'évènement, c'est à dire la quantité d'énergie qui n'est pas reconstruite du fait des particules invisibles qui s'échappent du détecteur. Dans un environnement hadronique, nous préférons la mesure de l'énergie transverse à celle de l'énergie, le bilan d'énergie n'étant pas réellement réalisable puisque nous ne connaissons pas la quantité d'énergie présente le long de l'axe du faisceau.

L'énergie transverse est donnée par :

$$E_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}, \quad (5.4.19)$$

et les autres quantités transverses se calculent de la même façon. Le plan xy est alors défini comme le plan orthogonal à l'axe du faisceau.

Afin de mesurer la quantité d'énergie transverse manquante, nous calculons l'énergie transverse totale dans les calorimètres. Nous savons ensuite que l'énergie transverse totale doit être égale à zéro et nous pouvons alors mesurer l'énergie transverse manquante en calculant la différence des deux en valeur absolue.

Une fois cette quantité mesurée, ou plus exactement l'impulsion transverse sur le même schéma, il est possible de mesurer la masse transverse du boson W en calculant alors :

$$M_T = \sqrt{(2 \times P_t(\mu) \times P_t(\nu) \times (1 - \cos \Delta\phi))}, \quad (5.4.20)$$

où $\Delta\phi = \phi(\mu) - \phi(\nu)$.

Les coupures nécessaires à la sélection des bosons W sont résumées dans le tableau 5.3.

Pour sélectionner les bosons Z dans nos évènements, nous utilisons les coupures présentées dans le tableau 5.4.

5.4.3 Différents bruits de fond

Avant de nous atteler à la description de la méthode utilisée pour estimer le nombre d'évènements de bruit de fond lié aux évènements multijets, nous présentons dans cette partie les différents bruits de fond qui affectent la mesure que nous présentons.

Plusieurs processus ressemblent aux signaux étudiés dans cette analyse. En particulier, nous sommes affectés par tous les processus dont l'état final contient des jets et des muons.

Les processus dont l'état final est identique à celui des processus W +jets et Z +jets sont :

- Processus de désintégration de leptons τ se désintégrant en muons ou processus de production d'une paire de τ dont la désintégration de l'un entraîne la production d'un muon et d'un neutrino et l'autre se désintègre en jets.
- Processus de production de quarks tops (single top ou production de paires de top) qui se désintègrent en jets et en W .
- Bruit de fond QCD lorsque des évènements contiennent des paires de quarks beaux et charmés qui se désintègrent en jets et muons.
- Production de paires de bosons où un boson se désintègre en leptons et l'autre en jets.
- Processus adjoint (W +jets dans le cas Z +jets ou Z +jets dans le cas W +jets)

5.4.4 Etude du bruit de fond QCD

Nous venons de présenter les différents bruits de fond qui sont présents dans cette analyse. Nous nous intéressons dans cette partie au bruit de fond QCD qui correspond à la production de paires $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$.

Cette étude était déjà en cours au moment où nous l'avons reprise et nous avons donc essayé de l'améliorer.

Ce bruit de fond aura une signature proche de celle des bosons Z et W lorsque la désintégration de ces quarks entraîne la production de neutrinos.

Plusieurs étapes sont nécessaires dans le but d'estimer l'amplitude relative de ce bruit de fond.

Dans un premier temps, il est nécessaire de construire un échantillon qui ne soit pas l'échantillon utilisé pour calculer les sections efficaces différentielles. Cet échantillon est construit en demandant que les candidats bosons vecteurs passent les coupures que nous avons déjà citées dans la section 5.4.2 mais nous enlevons la coupure sur la quantité d'énergie manquante minimale présente dans l'évènement. Nous appellerons cet échantillon 1.

A partir du lot de coupures utilisé pour créer cet échantillon, nous construisons ensuite deux autres échantillons. Le premier échantillon sera un échantillon vierge en évènements QCD que l'on construit en utilisant la simulation Monte-Carlo. Cet échantillon est construit en appliquant exactement les coupures ci-dessus, nous l'appelons 2. Le second échantillon sera un échantillon enrichi en bruit de fond QCD. Celui-ci sera construit en jouant sur les coupures en isolation et sur le paramètre d'impact normalisé. Nous l'appelons 3.

L'échantillon 2 correspond en pratique à une luminosité de 1 pb^{-1} et nous devons donc dans un premier temps appliquer un facteur d'échelle à l'échantillon 3 de sorte que le nombre d'évènements soit de l'ordre de celui obtenu pour une luminosité équivalente.

En appliquant des coupures appropriées, nous pouvons nous placer dans une région où il y a peu de bosons Z et W^\pm mais essentiellement du bruit de fond QCD.

En pratique, l'inversion des coupures d'isolation $\sum_{20} p_T/p_T$ et du paramètre d'impact normalisé $(d_0)_{sig}$ sont des bons choix pour sélectionner une région enrichie en ce bruit de fond.

Plus exactement, nous renversons les coupures que nous avons présentées précédemment et nous étudions donc les régions où $d_{0sig} > 3.0$, $\sum_{20} p_T/p_T > 0.1$ ou $0.5 > \sum_{20} p_T/p_T > 0.1$. Les deux

choix précédents peuvent amener à des résultats différents en pratique et les templates construites à partir de ces deux dernières coupures sont comparées entre elles dans la suite. Nous avons dans la suite étudié plusieurs combinaisons de ces coupures afin de comprendre leur impact sur l'estimation de ce bruit de fond.

En connaissant le nombre d'évènements contenu dans l'échantillon Monte-Carlo sans bruit de fond, le nombre d'évènements contenus dans l'échantillon enrichi en bruit de fond et le nombre d'évènements contenus dans l'échantillon de données à analyser, il est possible d'obtenir la fraction d'évènements QCD contenus dans ce dernier échantillon.

On calcule ces quantités ainsi (pour l'article original voir [108] et aussi [109]) :

La distribution obtenue dans les données peut être vue comme une superposition d'échantillons purs d'un certain signal :

$$q_k = \sum_{i=1}^s p_i q_k^i, \quad \sum_{i=1}^s p_i = 1, \quad (5.4.21)$$

où i représente la source et k le bin dans la distribution étudiée.

- Soient N_d le nombre total d'évènements dans les données, N_j le nombre d'évènements Monte-Carlo de la source j (ou de l'échantillon enrichi en bruit de fond), a_{ji} le nombre d'évènements de la source j dans le bin d'énergie manquante i , P_j la fraction de la source j dans les données.
- Pour un ensemble de P_j nous essayons d'obtenir par la méthode de Newton $t_i = (1 - \frac{d_i}{f_i})$ où d_i est le nombre d'évènements de données dans le bin i , f_i le nombre d'évènements Monte-Carlo prédit dans le bin i qui est calculé :

$$f_i = N_d \sum_j \frac{P_j a_{ji}}{N_j} \quad (5.4.22)$$

t_i est donc ultimement l'estimation de la template pour le bin i .

Afin d'obtenir les différentes valeurs de a_{ji} , $P_j \dots$, un ajustement est alors réalisé en maximisant la fonction de vraisemblance (n_k est le nombre d'entrées dans le bin k) :

$$\ln(L) = \sum_{k=1}^K n_k \ln\left(\sum_{i=1}^s p_i q_k^i\right) \quad (5.4.23)$$

On a alors S paramètres, $S-1$ étant les échantillons Monte-Carlo ou de données représentant notre bruit de fond.

En pratique, cet algorithme est implémenté dans la classe `TFractionFitter` de ROOT qui nous permettra d'ajuster la distribution 1 par la distribution créée en sommant les distributions 2 et 3.

Afin de mesurer l'amplitude de ce bruit de fond, nous avons ajusté la distribution de l'énergie manquante dans le cas du W et la distribution de la masse invariante du Z dans le cas des processus Z +jets en utilisant la classe `TFractionFitter`.

Un autre choix possible pour le boson W est d'utiliser la distribution de la masse transverse de ce boson. Nous comparerons ce choix et le précédent dans la suite.

Pour chacune des distributions mentionnées, nous avons utilisé, toutes autres coupures similaires par ailleurs, les combinaisons de coupures suivantes afin de construire les templates que nous voulions comparer :

- coupure sur d_0 inversée avec isolation,
- coupure sur d_0 inversée sans isolation,
- coupure sur d_0 inversée ou isolation inversée,

- coupure sur d_0 inversée avec isolation inversée (ou isolation inversée restreinte avec les coupures précédemment présentées).

En pratique nous avons essayé de comprendre l'impact de ces différentes coupures sur les distributions obtenues.

Nous avons ensuite tenté de comprendre si certaines templates étaient biaisées ce qui aurait artificiellement augmenté ou réduit le bruit de fond estimé. Afin d'étudier si un biais était présent, deux approches complémentaires étaient nécessaires. D'un côté il était nécessaire de comparer les différentes templates entre elles afin de voir si certaines templates avaient un comportement différent du comportement moyen. De l'autre, il était nécessaire de comparer le comportement des différentes templates à la fois sur les données et sur les résultats monte-carlo.

Nous pouvons observer sur la figure 5.17 que nous avons en pratique deux séries de courbes avec des comportements distincts. En particulier la courbe rouge correspondant à la template utilisée initialement pour dériver l'estimation de la valeur nominale du bruit de fond s'écarte de manière importante (nous n'essayons pas dans cette discussion de donner un ordre de grandeur, mais plutôt discutons qualitativement l'impact des templates) des autres courbes tout comme la courbe bleue qui n'est en pratique pas utilisée.

Par ailleurs sur la figure 5.18 nous observons que nous avons aussi deux familles de courbes avec des formes distinctes. En revanche les courbes appartenant à la famille la moins peuplée ne sont pas les mêmes que sur les données. Les courbes dont la forme s'écarte du comportement général ou dont le comportement est différent sur les données et sur les distributions Monte-Carlo devraient en principe ne pas être utilisées pour dériver la valeur nominale du bruit de fond QCD mais peuvent être incluses dans le calcul des systématiques.

Ce biais observé sur cette distribution entraînait une surestimation de la fraction nominale et de l'erreur associée en particulier dans le bin inclusif $N_{jet} \geq 0_{jet}$.

5.4.5 Résultats

Nous présentons rapidement l'impact de cette étude sur la réduction de l'incertitude mais aussi sur la réduction de la valeur nominale de ce bruit de fond QCD.

Cette valeur est obtenue en choisissant une template qui n'affecte pas les distributions d'intérêt en particulier la distribution de la section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse du jet principal.

Les résultats obtenus avec trois choix de templates seront présentés. Les deux premiers choix correspondent au cas où la variable utilisée pour dériver la valeur nominale est l'énergie manquante présente dans l'évènement. Un dernier choix est ensuite présenté où nous utilisons la masse transverse du boson vecteur afin de dériver l'amplitude de ce bruit de fond.

L'utilisation de deux variables différentes nous permet de nous assurer que nous avons un bon contrôle de ce bruit de fond dans le cas où les résultats finaux ne sont pas trop différents.

Afin de dériver les incertitudes systématiques, nous prendrons dans un premier temps le choix utilisé par défaut, qui correspond à la template où la coupure sur le paramètre $d0_{sig}$ est inversée (en pratique ce paramètre doit donc être supérieur à 3) et où nous appliquons une coupure sur l'isolation.

Le calcul des incertitudes systématiques (en pratique nous calculons l'enveloppe obtenue en utilisant les résultats extrêmes pour chaque source de systématique) pour le bruit de fond QCD prend en compte plusieurs incertitudes systématiques telle que l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets (JES), l'incertitude liée au choix de la template (et surtout aux différentes combinaisons de coupures), l'incertitude liée à l'intervalle de valeurs utilisé pour réaliser l'ajustement par la classe

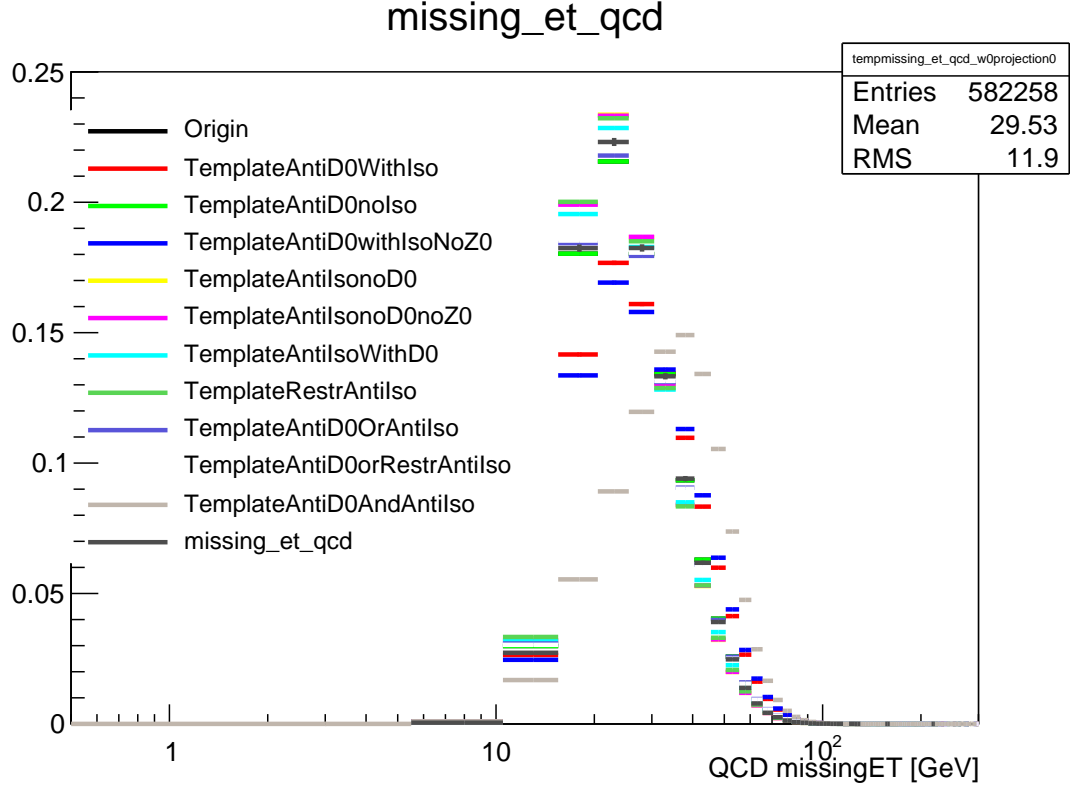


FIG. 5.17 – Distribution de l'énergie manquante normalisée à 1 pour différentes templates dans le bin à 0 jet. Dans chaque template, AntiIso signifie que la coupure sur l'isolation a été inversée ($\sum_{20} pT/pT > 0.1$), RestrAntiIso signifie que la coupure sur l'isolation est bornée, $0.5 > \sum_{20} pT/pT > 0.1$, et AntiD0 signifie que la coupure sur $d0_{sig}$ a été inversée.

TFractionFitter, l'incertitude liée au bruit de fond $t\bar{t}$ qui a aussi été dérivé sur les données ainsi que l'incertitude liée à la déconvolution des effets de détecteur une fois que le résultat final a été déconvolué. Le résultat final correspond à la somme quadratique de ces différentes incertitudes.

Pour les deux autres lots de résultats que nous présentons (tableaux 5.8 et 5.9), nous utilisons comme template nominale la template où la coupure sur l'isolation a été enlevée et où la coupure sur le paramètre d'impact normalisé a été inversée et nous enlevons la template que nous utilisions précédemment de la liste des incertitudes du fait du biais que l'on a observé.

Nous verrons alors que les incertitudes systématiques ne sont pas affectées pour les bins où le nombre de jets est supérieur ou égal à 1, tandis que l'incertitude est fortement réduite dans le bin à 0 jet comme attendu.

Les résultats que nous obtenions au début de l'étude sont présentés dans le tableau 5.5.

Les résultats les plus récents sont présentés dans les tableaux 5.6, 5.7, 5.8, 5.9.

Nous observons que les nouveaux choix réduisent significativement ($\sim 50\%$) l'amplitude du bruit de fond QCD ainsi que les incertitudes systématiques associées en particulier dans le bin avec 0

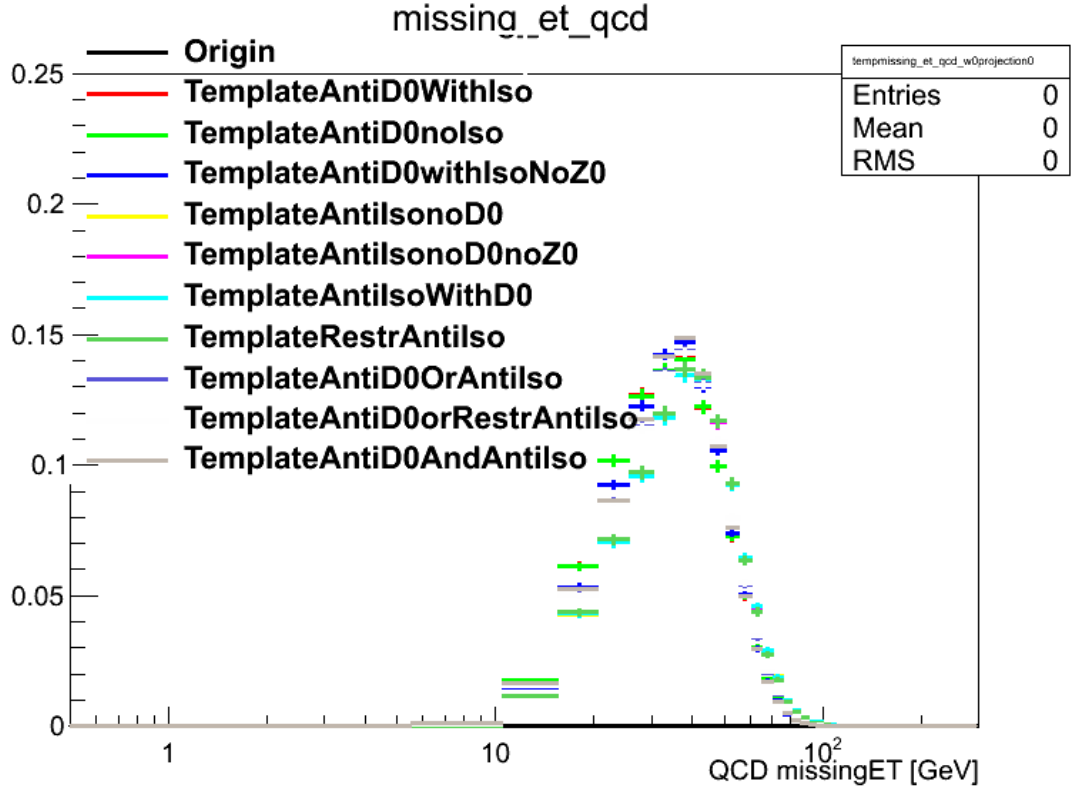


FIG. 5.18 – Distribution de l'énergie manquante normalisée à 1 pour différentes templates dans le bin à 0 jet pour le Monte-Carlo contenant les quarks beaux et charmés. Dans chaque template, AntiIso signifie que la coupure sur l'isolation a été inversée ($\sum_{20} pT/pT > 0.1$), RestrAntiIso signifie que la coupure sur l'isolation est bornée, $0.5 > \sum_{20} pT/pT > 0.1$, et AntiD0 signifie que la coupure sur $d0_{sig}$ a été inversée.

0 jet	1 jet	2 jets	3 jets	4 jets	5 jets
0.0411	0.1389	0.1305	0.1248	0.1064	0.0641

TAB. 5.5 – Importance relative du bruit de fond QCD avec la coupure sur $d0_{sig}$ inversée et l'isolation qui était le choix initial.

	0 jet	1 jet	2 jets	3 jets	4 jets	5 jets
Energie manquante	0.025	0.127	0.11	0.11	0.08	0.05
Masse transverse	0.022	0.127	0.11	0.10	0.08	0.05

TAB. 5.6 – Importance relative du bruit de fond QCD avec la coupure sur $d0_{sig}$ inversée et pas d'isolation.

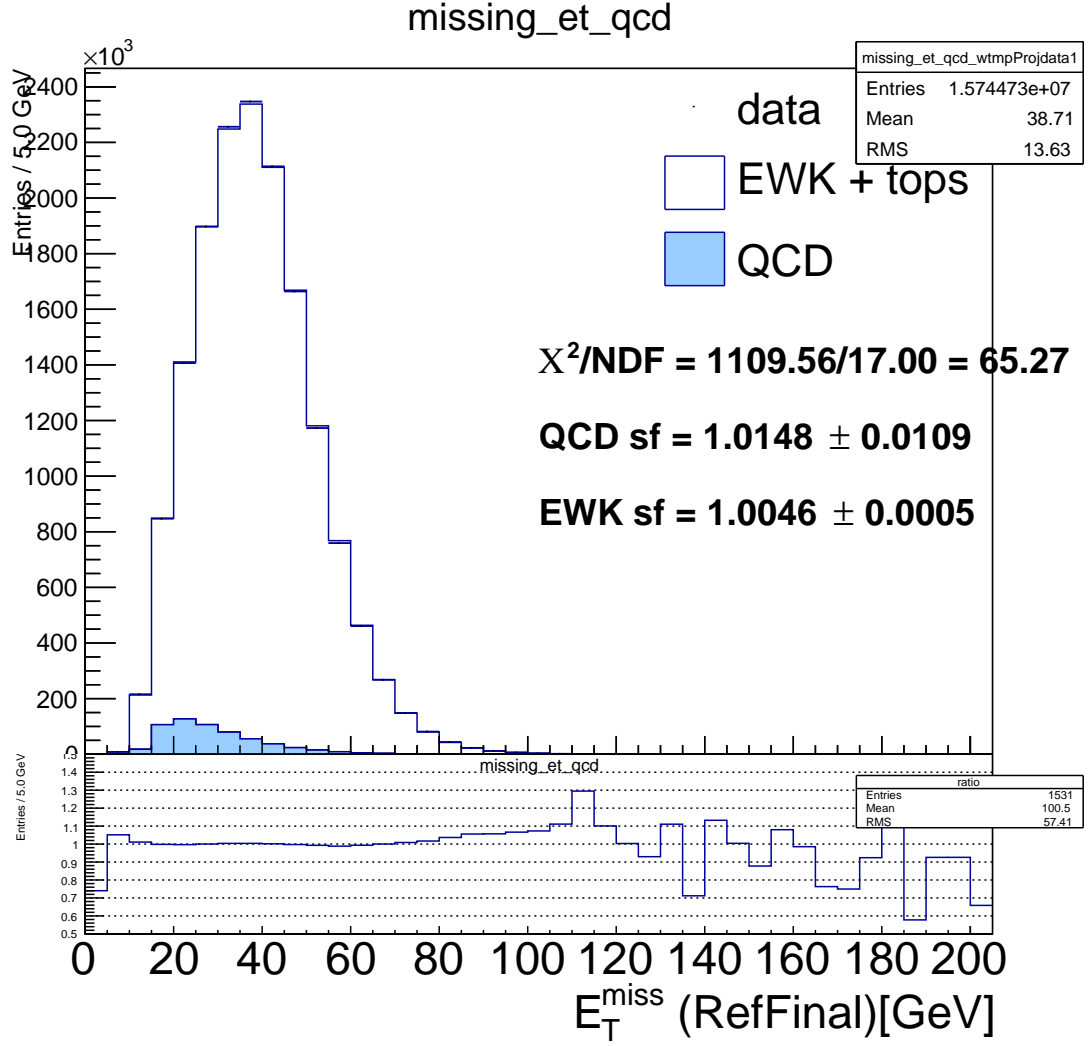


FIG. 5.19 – Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 0 jet. La courbe du bas correspond au rapport entre le résultat obtenu en utilisant les données et le résultat Monte-Carlo

0 jet	1 jet	2 jets	3 jets	4 jets	5 jets
0.61	0.21	0.43	0.57	0.75	0.78

TAB. 5.7 – Incertitude systématique relative totale sur l'amplitude du bruit de fond QCD, avec inversion de la coupure sur $d0_{sig}$ et une isolation, mesurée en utilisant l'énergie manquante.

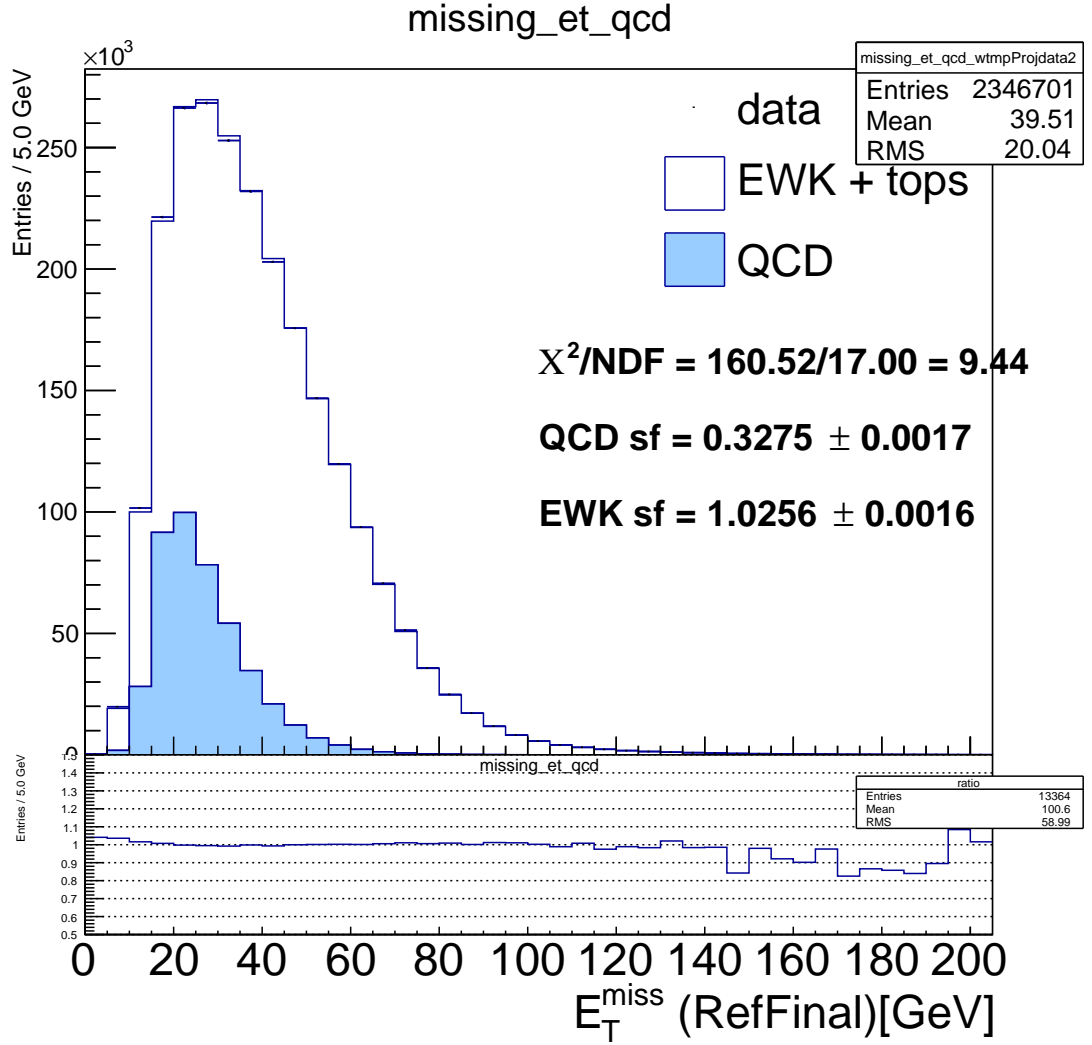


FIG. 5.20 – Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 1 jet.

0 jet	1 jet	2 jets	3 jets	4 jets	5 jets
0.18	0.21	0.43	0.57	0.75	0.78

TAB. 5.8 – Incertitude systématique relative totale sur l'amplitude du bruit de fond QCD, avec inversion de la la coupure sur $d0_{sig}$ sans isolation, mesurée en utilisant l'énergie manquante.

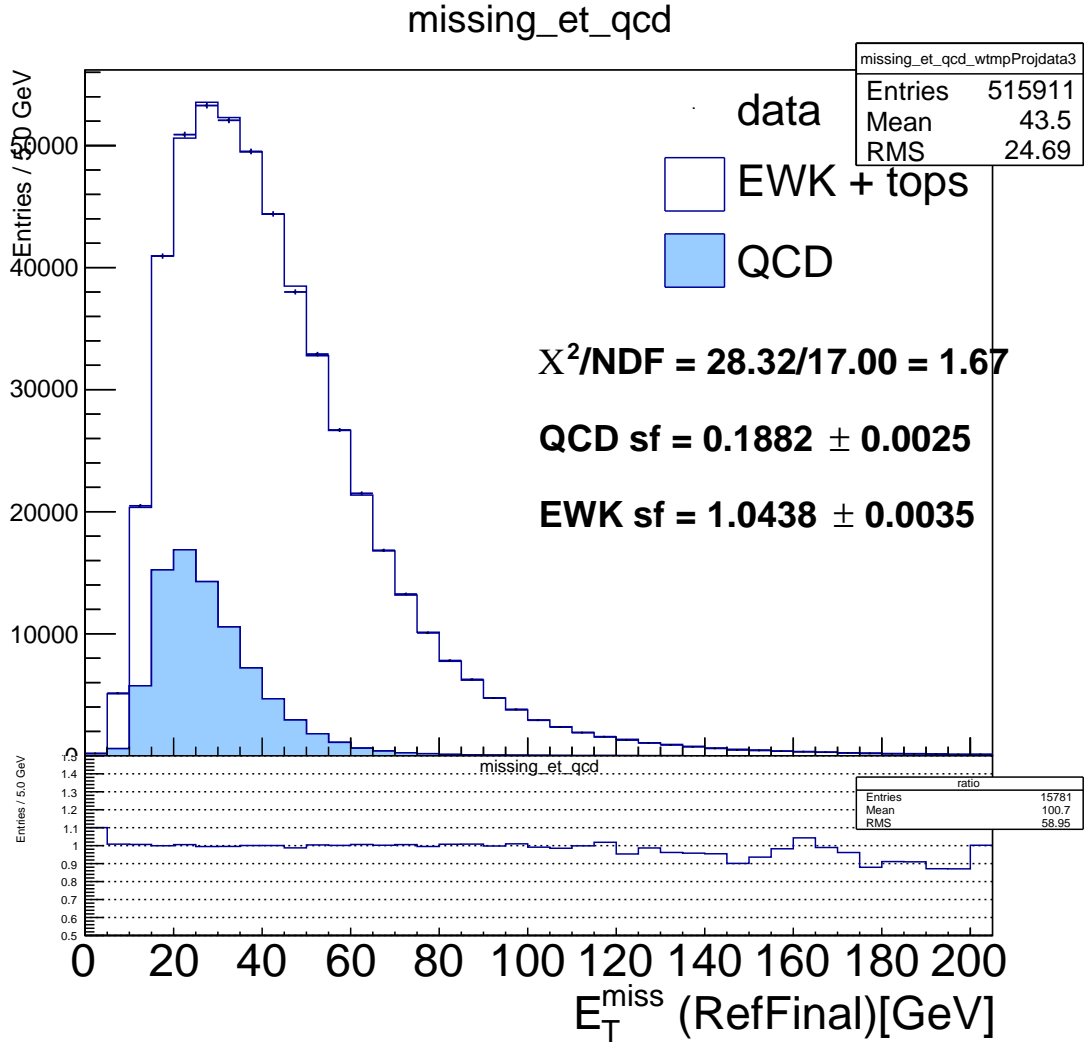


FIG. 5.21 – Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 2 jets.

0 jet	1 jet	2 jets	3 jets	4 jets	5 jets
0.17	0.20	0.42	0.54	0.74	0.79

TAB. 5.9 – Incertitude systématique relative totale sur l'amplitude du bruit de fond QCD, avec inversion de la coupure sur $d0_{sig}$ sans isolation, mesurée en utilisant la masse transverse du boson W.

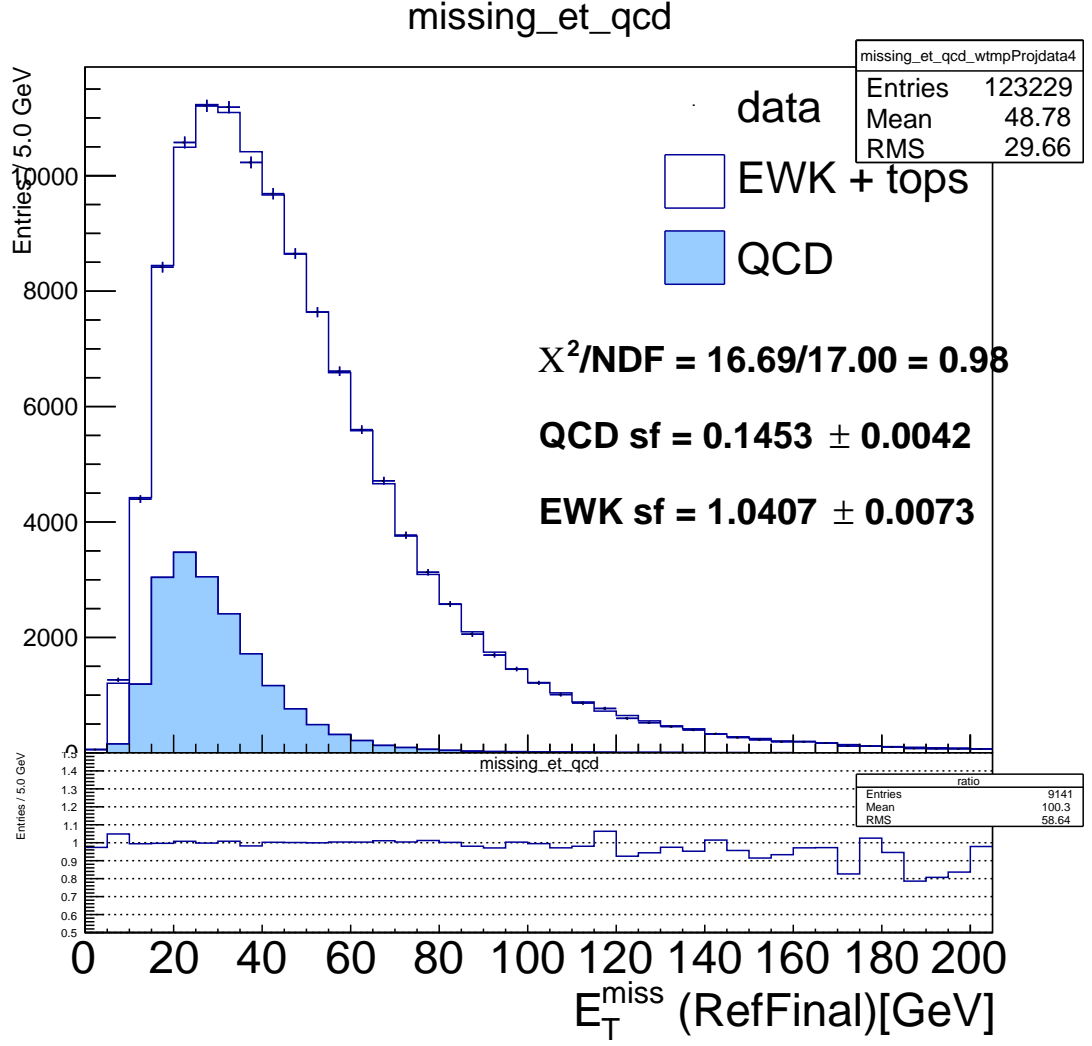


FIG. 5.22 – Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 3 jets.

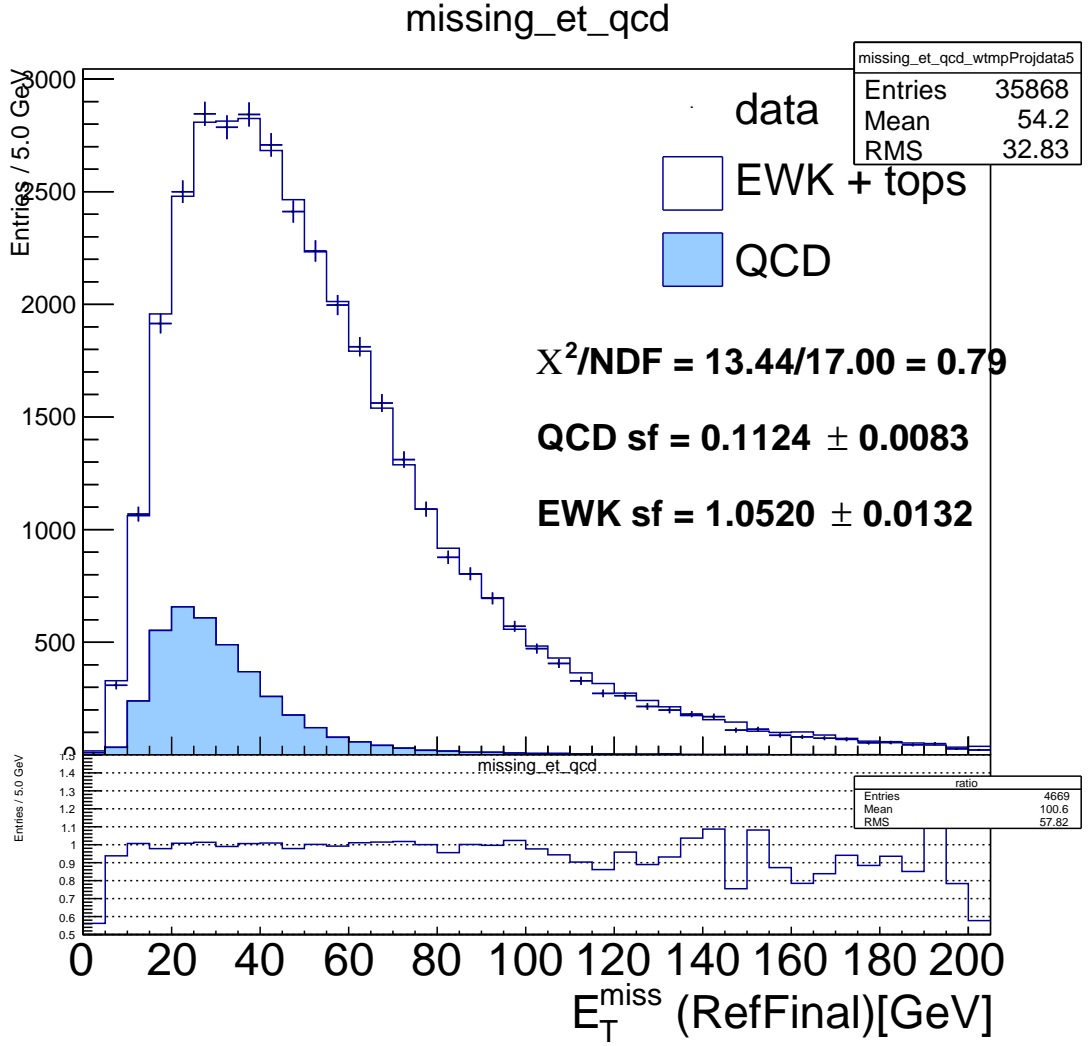


FIG. 5.23 – Distribution de l'énergie manquante pour le bruit de fond QCD (en bleu) et les contributions des processus électrofaibles et $t - \bar{t}$ en blanc avec le fit associé pour le bin à 4 jets.

jet.

Par ailleurs, les courbes présentées sur les figures 5.19, 5.20, 5.21, 5.22 et 5.23, montrent en bleu la fraction de bruit de fond QCD contenue dans les données en fonction de l'énergie manquante, la distribution liée aux processus $W + \text{jets}$ et $t - \bar{t}$, et l'ajustement associé, lorsque nous appliquons les coupures que nous venons de présenter.

Une étude parallèle à cette étude a mis en évidence que l'utilisation de la template initiale (Coupeure sur le paramètre d'impact inversé avec critère d'isolation) à laquelle nous rajoutions une coupeure sur le paramètre d'impact ($0.1 < d_0 < 0.4$) permettait de donner des valeurs nominales du bruit de fond équivalentes à celles obtenues dans cette étude tout en réduisant le biais constaté lors de l'utilisation de la template initiale.

Cette dernière template a donc finalement été choisie pour réaliser l'estimation du bruit de fond QCD.

5.5 Combinaison des différents résultats

Nous combinons dans cette partie les différents résultats issus des mesures de sections efficaces que nous avons précédemment présentées.

Plus exactement, dans cette partie, nous nous intéressons à la mesure du rapport :

$$EC = \frac{d\sigma(V + \text{jets})/dX}{d\sigma(jj)/dX} \quad (5.5.24)$$

qui est le rapport auquel nous nous intéressons dans le chapitre 4. Dans ce rapport, X correspond à la variable utilisée pour mesurer la section efficace différentielle. Nous ne nous focaliserons que sur l'impulsion transverse des jets ou sur l'impulsion transverse du leading jet puisque c'est ce à quoi nous nous sommes intéressé dans le chapitre précédent en particulier en ce qui concerne l'impulsion des jets.

Nous l'appelons EC puisque c'est réellement une mesure des corrections électrofaibles réelles aux processus de production inclusive de jets (ou leading jet). Par ailleurs nous utilisons le label au dénominateur car la section efficace différentielle pour ce processus est en majorité issue du processus de production d'une paire de jets.

Avant d'aborder la combinaison à proprement parler, nous nous attardons un peu sur les différentes incertitudes systématiques et bruit de fond qui devront être étudiées dans un second temps et qui n'ont été encore étudiées.

5.5.1 Discussion des incertitudes systématiques et des bruits de fond

Nous séparons dans cette partie la discussion sur les bruits de fond et la discussion sur les incertitudes systématiques théoriques, qui apparaîtront lors de la comparaison avec le calcul Monte-Carlo, et expérimentales, liées à la mesure à proprement parler.

Bruits de fond dans la mesure de la section efficace différentielle inclusive de jets

Pour le processus de production inclusive de jets, nous acceptons tous les événements contenant au moins un jet sans nous préoccuper du processus dont ce jet provient.

Nous n'étudions en pratique pas les bruits de fond. Il pourrait être utile pour se rapprocher des études théoriques que nous avons déjà présentées d'extraire les bruits de fond au processus étudié.

Parmi ces bruits de fond, il faut prendre en compte tous les processus aboutissant à la production d'une paire de jets qui ne proviennent pas d'un processus purement hadronique.

Par exemple nous pourrions prendre en compte :

- Processus de production de paires de quarks top et single tops
- Processus de production associée V +jets. L’objet de l’étude que nous avons réalisée jusqu’à présent était de calculer puis de mesurer l’impact relatif de ces processus sur la section efficace de production inclusive de jets. L’étude que nous présentons est en quelque sorte une étude du bruit de fond du fait de ces processus, lorsque l’on mesure la section efficace différentielle de production inclusive de jets. L’étude réalisée dans le chapitre précédent tend à prouver que la contribution de ces processus augmente lorsque l’impulsion transverse des jets augmente.
- Les processus de production de paires de bosons qui se désintègrent en jets et ne sont pas pris en compte dans les calculs de la section efficace différentielle de production inclusive de jets. La section efficace de production de ces processus est très faible en comparaison de la section efficace de production inclusive de jets et ces processus apportent une contribution limitée.

En pratique néanmoins, du fait de l’importance de la section efficace de production d’une paire de jets au regard des autres sections efficaces, nous pouvons considérer que l’impact de ces différents processus devrait être faible. Ce constat peut ne pas s’avérer vrai en pratique et c’est d’ailleurs ce que les études réalisées dans cette thèse tendent à prouver pour les processus V +jets.

Bruits de fond dans la mesure de la section efficace différentielle inclusive V +jets Nous avons déjà détaillé les bruits de fond affectant la mesure des sections efficaces pour les processus Z +jets et W^\pm +jets. Ultimement, nous sommes intéressés par le rapport entre ces deux processus et le processus de production inclusive de jets et nous devrions donc rejeter les événements de bruit de fond qui entraînent une surestimation de l’amplitude de ces sections efficaces différentielles.

Nous n’avons pas adopté cette approche dans l’analyse en cours, à ce stade de l’analyse. Les différents processus contribuant aux sections efficaces sont donc pour le moment pris en compte dans cette mesure.

Incertitudes systématiques

Plusieurs incertitudes systématiques affectent le calcul Monte-Carlo et la mesure expérimentale de nos rapports. Nous discutons leur importance relative dans la suite.

Incertitudes systématiques théoriques Nous avons eu l’occasion de discuter dans le chapitre 4 les différentes systématiques qui doivent être prises en compte dans le calcul du rapport.

Nous avons vu qu’en pratique dans la région à faibles énergies qui nous intéresse (disons jusqu’à 1 TeV), le calcul est faiblement affecté par les choix d’échelles et les choix d’ensembles de PDFs qui interviennent dans les calculs.

Nous n’avons pas discuté de l’importance du choix de α_S que nous avons fixé à la valeur donnée par les différents ensembles de PDFs.

En pratique dans le calcul que nous avons réalisé, α_S intervient dans $N-1$ vertex où N est le nombre de vertex dans les diagrammes de Feynman considérés et le α_S manquant est remplacé par α_{EW} . L’erreur restante est donc de l’ordre

$$\sigma = \frac{\alpha_{EW}}{\alpha_S} \sqrt{\left(\frac{\sigma_N}{\alpha_{EW}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_D}{\alpha_S}\right)^2}, \quad (5.5.25)$$

où σ_N est l’incertitude au numérateur et σ_D est l’incertitude au dénominateur dans le cas où les erreurs ne sont pas corrélées.

Incertitudes systématiques expérimentales De nombreuses incertitudes systématiques doivent être prises en compte dans cette étude.

Le rapport considéré fait intervenir 1 jet de plus au dénominateur qu’au numérateur et 1 boson électrofaible de plus au numérateur qu’au dénominateur.

Pour ce jet restant, nous nous attendons à ce que les incertitudes systématiques associées ne puissent s’annuler au numérateur et au dénominateur. La même constatation peut être faite pour le boson restant.

Listons maintenant les incertitudes systématiques qui sont associées au jet et leur pendant électrofaible.

Les incertitudes systématiques associées au jet sont listées ci-dessous :

- **Jet Energy Scale** Cette incertitude est généralement l’incertitude dominante que l’on a dans le processus inclusive jet. Dans le rapport que nous considérons dans cette analyse, un jet de plus est généralement présent au dénominateur et l’incertitude systématique provenant de la JES associée à ce jet ne peut s’annuler.
- **Trigger** Le trigger utilisé pour sélectionner les jets dans la mesure de la section efficace différentielle a été présenté précédemment. Puisque ce trigger est différent de celui utilisé pour la sélection des événements utilisés dans la mesure de la section efficace différentielle pour les processus Z +jets et W +jets, ces systématiques ne peuvent pas s’annuler et elles doivent donc être prises en compte.
- **Empilement** Nous avons déjà étudié l’effet de l’empilement dans les deux processus et l’incertitude systématique associée est faible. L’empilement joue le même rôle dans les deux processus et l’incertitude systématique associée devrait s’annuler pour chacun des jets. Néanmoins les bosons faibles sont différemment affectés par l’empilement et une incertitude systématique pourrait persister pour le jet restant.

Les incertitudes systématiques associées au processus de production associées sont les suivantes :

- **JES** Nous avons déjà discuté cette incertitude systématique dans la partie précédente et il est nécessaire de prendre en compte l’incertitude systématique associée à la JES dans l’étude du rapport que l’on considère en ce moment.
- **Trigger** Du fait de l’utilisation du trigger EF_mu18 (medium) dans les analyses impliquant des bosons électrofaibles, il est nécessaire de prendre en compte l’incertitude associée puisqu’elle ne s’annule pas entre le dénominateur et le numérateur.

Déconvolution

Les résultats que nous présentons dans ce chapitre sont les résultats obtenus au niveau du détecteur. En pratique il est nécessaire de nous affranchir des effets de migration inter-bins liés à la résolution finie du détecteur qui modifient la forme de la courbe.

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour déconvoluer notre résultat de ces effets détecteurs.

En pratique, il sera nécessaire d’appliquer la déconvolution au rapport et non à chaque source individuelle.

En utilisant différentes méthodes de déconvolution, nous serons alors capables de dériver une incertitude systématique liée à la déconvolution.

Nous ne nous attarderons pas plus sur ce point dans la suite de ce chapitre.

5.5.2 Résultats

Nous présentons dans cette partie les résultats ayant été obtenus dans cette étude préliminaire. Plusieurs résultats sont présentés.

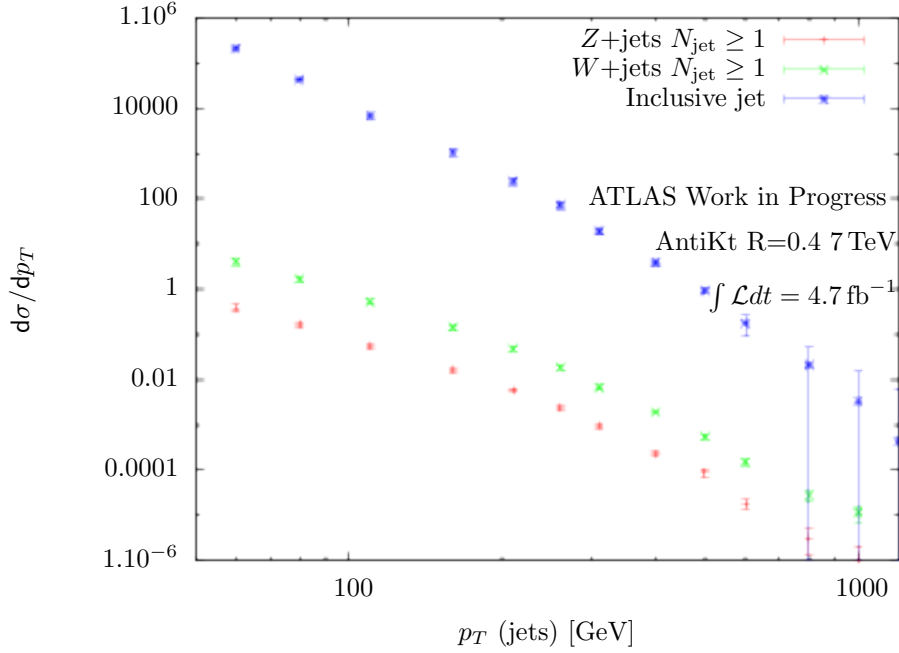


FIG. 5.24 – Différentes distributions utilisées pour le calcul du rapport $V+\text{jets}/\text{Inclusive jet}$.

Dans un premier temps nous présentons les distributions des sections efficaces de production inclusive de jets et de production associées $Z+\text{jets}$ et $W+\text{jets}$ qui ont été mesurées lors de l'étude du rapport R_{jets} (voir la figure 5.24). Afin de préciser un peu le calcul actuel des sections efficaces différentielles des processus $V+\text{jets}$, nous avons pris en compte la distribution de la section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse du jet principal ainsi que la section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse du second jet principal. A plus long terme, le but de l'auteur est d'étudier la contribution des autres distributions, pouvant être sommées, dans le but de comprendre en détail ce qu'apportent les autres jets ainsi que le boson vecteur.

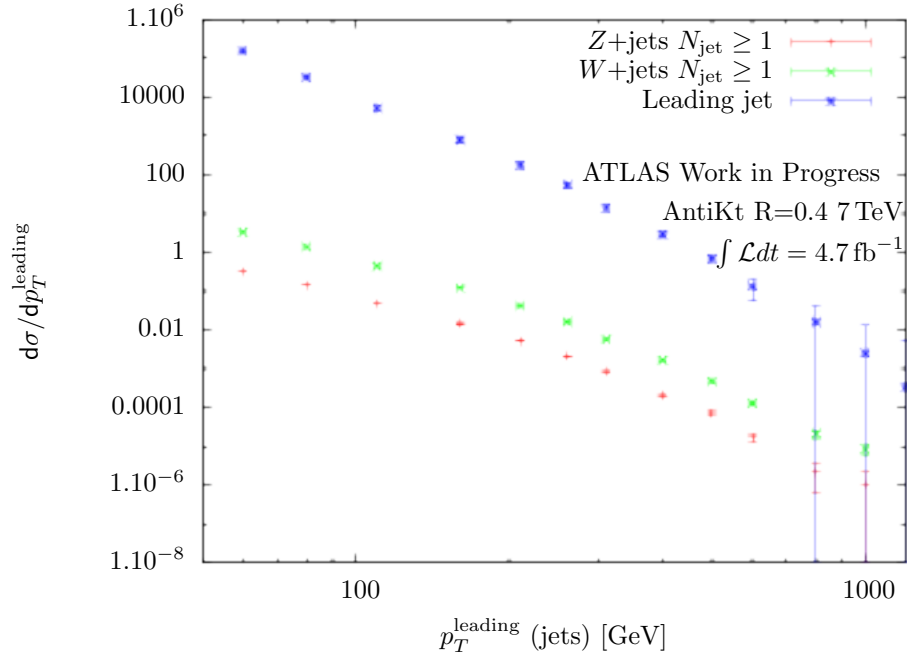
Nous présentons aussi les sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse du jet principal (voir la figure 5.25).

Nous présentons ensuite les rapports entre les sections efficaces inclusives que nous venons de détailler (voir la figure 5.26), mais aussi entre les sections efficaces différentielles principales (en fonction de l'impulsion du jet principal, voir la figure 5.27). Ces rapports, ainsi que les distributions précédemment mesurées, l'on été dans le canal de désintégration des bosons vecteurs en muons.

Finalement nous présentons les rapports extrapolés (figures 5.28 et 5.29). Ces rapports correspondent aux valeurs que l'on pourrait mesurer si nous prenions en compte les différents modes de désintégration des bosons vecteurs.

La figures 5.26 et 5.27 présentent le rapport entre les sections efficaces différentielles de production associées $W+\text{jets}$ et $Z+\text{jets}$ dans le canal de désintégration muonique et la section efficace différentielle de production inclusive (principale) de jets.

Plus exactement, au numérateur, nous avons inclus tous les processus dès lors qu'au moins un jet était présent. La section efficace présentée contient donc les contributions des processus $V+1\text{jet}$,

FIG. 5.25 – Différentes distributions utilisées pour le calcul du rapport $V+\text{jet}/\text{Leading jet}$

$V+2\text{jets} \dots$

Par ailleurs au dénominateur nous avons inclus l'ensemble des processus où au moins un jet était présent. Cette section efficace différentielle devrait donc contenir les contributions des processus dijet, mais aussi $\gamma+\text{jet}$ ou $W+\text{jets}$.

On observe en pratique un accroissement important de ce rapport avec l'énergie des jets, ce que l'on observait aussi dans les calculs ayant été réalisés dans le chapitre précédent.

Ce résultat signifie que la fraction d'événements multijets où un boson Z ou W est émis devient plus importante avec l'impulsion transverse des jets.

Plusieurs effets sont à prendre en compte afin d'expliquer ce résultat et les conclusions sont proches de celles ayant été réalisées jusqu'à présent. En particulier, l'accroissement est en partie dû à la présence de logarithmes de Sudakov qu'entraîne l'émission de bosons vecteurs par les jets de l'état final lorsque que l'impulsion transverse des jets devient importante (500 GeV-1 TeV).

Puisque nous forçons la présence d'un boson faible dans l'état final, et qu'il n'y a pas de nécessité de compenser un comportement divergent dans la limite à basse énergie ou collinéaire du fait de la masse des bosons faibles qui régularise les divergences, ces logarithmes sont présents dès le LO dans les processus $Z+2\text{jets}$, $Z+3\text{jets} \dots$

D'autres effets sont aussi à prendre en compte.

En augmentant l'énergie disponible dans le centre de masse des collisions, de nouveaux canaux topologiques s'ouvrent, du fait de l'espace des phases plus important, et ces canaux ont une contribution importante à la section efficace. En particulier le processus $V+2\text{jets}$ joue un rôle prédominant et les logarithmes de Sudakov apparaissent dès lors que ce canal de production

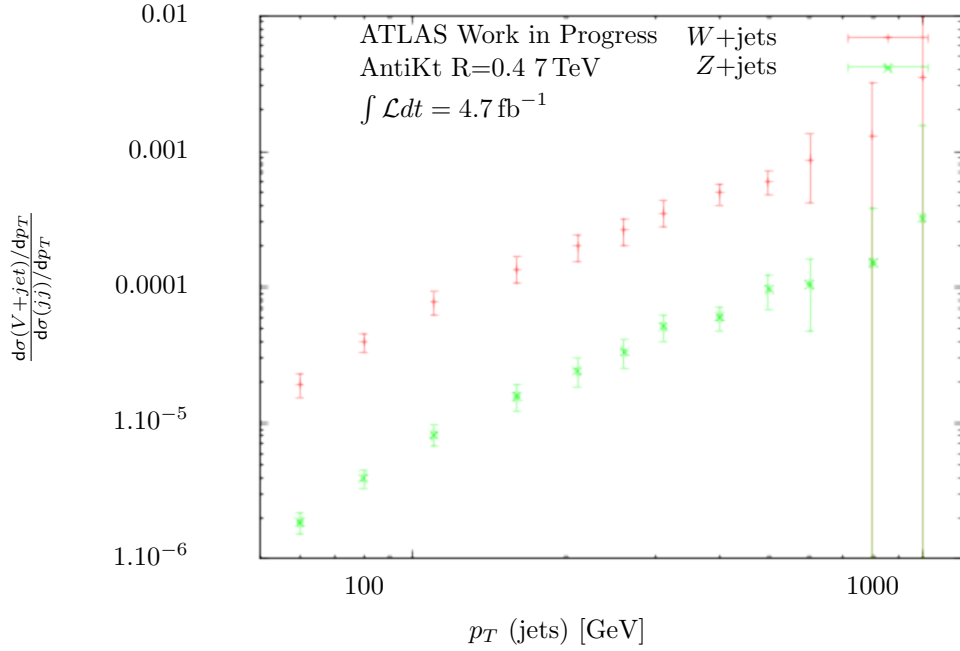


FIG. 5.26 – Rapport entre les sections efficaces différentielles de production associée W +jets et Z +jets et la section efficace différentielle de production inclusive de jets.

s'ouvre.

La variation du rapport entre les PDFs de quarks et de gluons est aussi à prendre en compte et a un impact sur l'augmentation de ce rapport.

Cet effet n'a pas encore été étudié en détail et nous ne concluons donc pas sur l'importance relative de cet effet. En revanche le rapport que nous présentons dans cette partie pourrait permettre de contraindre le rapport entre les pdfs de quarks et de gluons.

Les figures 5.29 et 5.28 s'approchent le plus des résultats présentés dans le chapitre 4. Nous observons que le comportement est similaire mais que les valeurs obtenues sont différentes de celles obtenues dans le chapitre précédent.

Le rapport que nous calculions utilisait le calcul au LO de la section efficace inclusive de jets, et celle-ci était calculée en générant un processus dijet. Dans cette partie, la section efficace différentielle est une section efficace à tous ordres et il faudrait prendre en compte l'effet des différentes corrections pour voir de combien diminue le rapport calculé dans le chapitre précédent.

Par ailleurs, nous prenons en compte l'impulsion transverse du boson en compte puisque chaque jet provenant de la désintégration des bosons faibles contribuait. Nous nous attendons à ce que la contribution du boson soit au moins aussi importante que la contribution du jet principal. Cette contribution n'ayant pas été prise en compte, nous ne pouvons pas encore réellement conclure sur une déviation. Plusieurs calculs Monte-Carlo devront être réalisés par la suite afin d'étudier la présence d'un écart entre les données et les études Monte-Carlo.

L'ordre de grandeur est néanmoins le même et la correction apportée par les processus V +jets est de l'ordre du pourcent ou de quelques pourcents à 1 TeV.

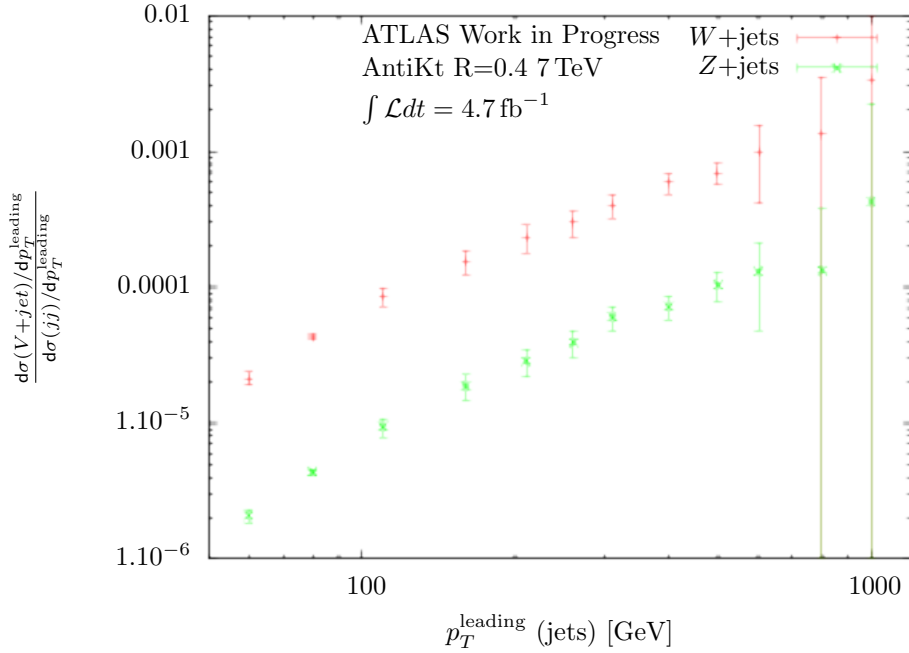


FIG. 5.27 – Rapports entre les sections efficaces différentielles de production associée Z +jets et W +jets et la section efficace différentielle de production du jet principal dans le canal de désintégration muonique.

Il est aussi intéressant de constater que le rapport entre les sections efficaces différentielles inclusives (voir 5.28) et les sections efficaces différentielles principales (voir 5.29) soient du même ordre de grandeur. Ceci signifie que le second jet joue un rôle similaire dans le cas de la production inclusive de jets et la production associée inclusive V +jets.

Ceci devra être étudié en détail.

5.5.3 Conclusions

Nous avons présenté pour la première fois la mesure du rapport entre les sections efficaces différentielles de production associée V +jets et la section efficace différentielle de production inclusive de jets.

Du fait de l'amplitude relative de ces deux processus, le rapport obtenu est faible et peut donc permettre de mettre en avant des effets eux aussi faibles.

Par ailleurs les conclusions que l'on peut tirer, à ce point de l'étude, sont similaires à celles que l'on a pu tirer dans le chapitre sur les corrections électrofaibles réelles.

Nous avons observé une augmentation du rapport EC avec l'impulsion des jets. Cette augmentation de la section efficace différentielle atteignait alors plusieurs pourcents à une impulsion transverse de 1 TeV. La raison de l'augmentation de ce rapport avait été attribuée à la présence d'un logarithme de Sudakov lié au processus $V+2$ jets qui contribue à ce rapport au NLO et au delà mais aussi à l'augmentation du rapport $\frac{f_q}{f_g}$ avec l'impulsion transverse des jets.

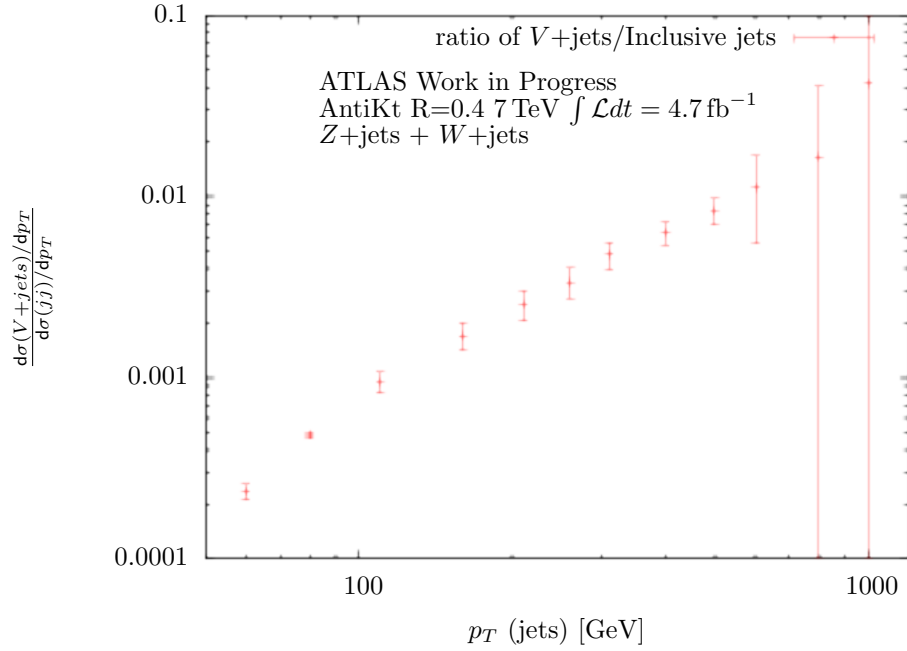


FIG. 5.28 – Somme des rapport entre les sections efficaces de production associée Z +jets et W +jets divisées par leur rapport de branchement $Z \rightarrow \mu\mu$ et $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ et la section efficace différentielle de production inclusive de jets.

Les mêmes processus étant étudiés dans cette étude, il normal que les conclusions présentes soient identiques. C'est néanmoins la première fois que ce rapport est étudié de manière expérimentale et que cet effet est observé.

Cette étude ouvre donc la voie à de nombreuses études potentielles. En pratique nous pouvons essayer de mesurer les rapports exclusifs $V+2\text{jets}/3\text{jets}$ par exemple ou $V+2\text{jets}/\text{dijet}$ qui nous permettront de sonder de manière fine la nature des vertex lorsque le boson vecteur est émis.

Par la suite il sera nécessaire d'étudier les incertitudes systématiques et de déconvoluer le résultats des effets du détecteur mais ceci nécessitera plus de temps.

A long terme, la combinaison de ces différents résultats pourrait mettre en évidence un écart global entre les résultats mesurés et les calculs théoriques. Cet écart pourrait être le signe de la présence de nouvelle physique modifiant légèrement les interactions entre les différentes particules. Afin de mettre en évidence ces effets, il sera nécessaire de comparer ces résultats à des prédictions théoriques précises (par exemple un calcul au NNLO). Par ailleurs des comparaisons avec des mesures de quantités aussi faibles peut permettre d'améliorer la modélisation théorique de ces différents effets.

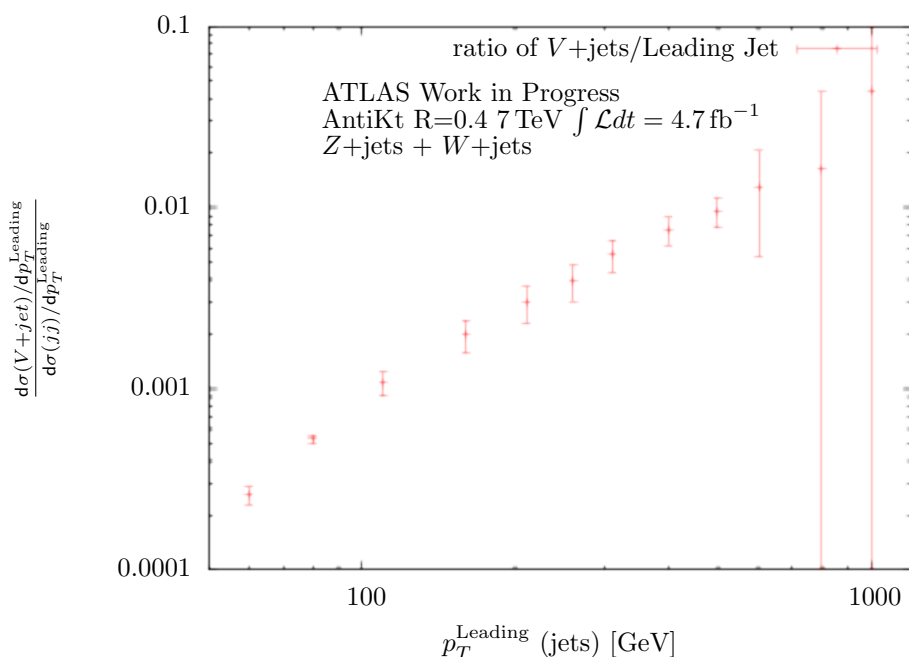


FIG. 5.29 – Somme des rapports entre les sections efficaces différentielles de production associée Z +jets et W +jets divisées par leur rapport de branchement $Z \rightarrow \mu\mu$ et $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ et la section efficace de production du jet principal.

5.6 Perspectives

La mesure de la section efficace différentielle du processus W +jet n'était pas faisable sur l'échelle de temps disponible et n'a pas été étudiée.

Par ailleurs afin de comparer le rapport à 8 TeV avec le rapport à 7 TeV, la section efficace différentielle du processus de production inclusive de jets doit aussi être étudiée.

L'étude de la déconvolution pour passer de la section efficace différentielle détecteur à la section efficace différentielle au niveau des particules devra être réalisée afin de permettre la comparaison avec les résultats Monte-Carlo et les incertitudes devront être estimées.

Chapitre 6

Conclusion

Nous avons étudié l'effet des corrections électrofaibles réelles sur le processus de production inclusive de jets dans des collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse des protons de 7 TeV, 8 TeV et 14 TeV.

Ces corrections électrofaibles réelles, du fait de l'émission d'un boson Z ou W par un jet, représentent quelques pourcents de la section efficace de production inclusive de jets à 7 TeV et 8 TeV et augmentent la section efficace différentielle de production inclusive de jets d'une dizaine de pourcents à $\sqrt{s}=14$ TeV dans le centre de masse pour $p_T^{\text{jet}} = 3,5$ TeV.

Ces résultats ont été comparés aux estimations les plus récentes des corrections électrofaibles virtuelles au processus de production d'une paire de jets, en particuliers aux processus où les bosons faibles interviennent dans les boucles.

On observe que les corrections électrofaibles réelles n'annulent pas complètement les corrections virtuelles dans ce cas, mais que l'annulation de Bloch-Nordsieck est néanmoins partiellement rétablie.

Plusieurs effets et stratégies de reconstruction ont été aussi étudiés et on observe qu'en pratique, les corrections électrofaibles réelles sont peu affectées par la stratégie de reconstruction utilisée.

Nous avons ensuite participé à la mesure de la section efficace différentielle de production inclusive de jets ainsi qu'à la mesure de la section efficace de production associée d'un boson faible avec des jets à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse des collisions avec l'expérience ATLAS. Cette dernière mesure était réalisée dans le cadre de la mesure du rapport entre les sections efficaces différentielles de production des processus W +jets et Z +jets.

Nous avons participé à l'étude de plusieurs aspects techniques, en particulier l'estimation du bruit de fond QCD pour le processus de production W +jets dans le canal de désintégration $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$.

Ces études ont permis d'améliorer l'estimation du bruit de fond QCD bien que les incertitudes sur celui-ci soient toujours importantes dans ce canal de désintégration. Ceci est lié à une modélisation imparfaite des quantités utilisées pour créer des échantillons enrichis en bruit de fond et une meilleure estimation nécessitera d'améliorer la modélisation de ces quantités.

Nous avons finalement combiné pour la première fois les résultats de ces trois mesures afin d'étudier les corrections électrofaibles réelles directement dans les données et extraire le maximum d'information sur les processus de production associée relativement au processus de production inclusive de jets.

Ce résultat nécessitera une étude beaucoup plus approfondie, en particulier une étude des

systématiques liées à cette mesure dans le but de tirer des conclusions précises et d'en faire un outil d'analyse de précision pour les études en cours au LHC.

En particulier, ce rapport pourra mettre en évidence la présence du logarithme de Sudakov que l'on a discuté à plusieurs reprises dans le cadre de cette thèse. Ce rapport est donc un outil fin d'investigation des topologies entraînant la présence de ce terme.

Enfin, nous avons étudié différents bruits de fond détecteur affectant le calorimètre électromagnétique de l'expérience ATLAS. En parallèle de cette étude nous avons activement participé à l'étude de la qualité des données en sortie du détecteur, en particulier au nettoyage des données en provenance du calorimètre électromagnétique.

Afin de détecter et par la suite supprimer les événements affectés par ce bruit de fond, nous avons développé une nouvelle méthode de détection reposant sur des théorèmes fondamentaux de la statistique. Grâce à l'utilisation de ces théorèmes, la méthode développée présente un caractère générique lui permettant d'être utilisée dans un grand nombre d'études où la détection d'événements extrêmes basée sur l'information reçue par de multiples canaux est nécessaire. Cette méthode est très adaptable et pourrait par ailleurs être améliorée en développant ses capacités d'apprentissage. Plusieurs pistes sont possibles mais sortent du cadre de cette thèse.

De nombreux aspects d'analyse ont été couverts dans cette thèse. Ces travaux avaient pour but de mettre au avant de nouvelles approches pouvant être utilisées au LHC dans le but d'étudier finement la structure de la théorie sous-jacente, améliorer les contraintes dans les mesures ou permettre de détecter de nouveaux effets.

Bibliographie

- [1] Richard D. Ball, Luigi Del Debbio, Stefano Forte, Alberto Guffanti, Jose I. Latorre, et al. A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties. *Nucl.Phys.*, B838 :136–206, 2010.
- [2] First modules of ATLAS’s great accordion. (18/2001. 18/2001) :1, Apr 2001.
- [3] Caroline Collard. Electronic calibration of the ATLAS LAr calorimeter . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 623(1) :246 – 248, 2010. 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics.
- [4] The ATLAS Collaboration and G Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08003, 2008.
- [5] Serfon C. *Résultats des tests en faisceau sur les bouchons du calorimètre électromagnétique d’ATLAS, Séparation électrons-jets*. PhD thesis, 2005.
- [6] B. Aubert et al. Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 558(2) :388 – 418, 2006.
- [7] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [8] Mathieu Rubin, Gavin P. Salam, and Sebastian Sapeta. Giant QCD K-factors beyond NLO. *JHEP*, 1009 :084, 2010.
- [9] U. Baur. Weak Boson Emission in Hadron Collider Processes. *Phys. Rev.*, D75 :013005, 2007.
- [10] Stefan Dittmaier, Alexander Huss, and Christian Speckner. Weak radiative corrections to dijet production at hadron colliders. *JHEP*, 1211 :095, 2012.
- [11] J.J. Thomson. Cathode rays. *Phil.Mag.*, 44 :293–316, 1897.
- [12] Albert Einstein. On the electrodynamics of moving bodies. *Annalen Phys.*, 17 :891–921, 1905.
- [13] W. a Heisenberg. Uber den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Z.Phys.*, 43 :172–198, 1927.
- [14] Goudsmit S. and Uhlenbeck G.E. *Physica* 6, page 273, 1926.
- [15] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, 108 :1175–1204, Dec 1957.
- [16] Albert Einstein. On the General Theory of Relativity. *Sitzungsber.Preuss.Akad.Wiss.Berlin (Math.Phys.)*, 1915 :778–786, 1915.

- [17] J. Chadwick. Possible existence of a neutron. *Nature*, 129 :312, 1932.
- [18] Carl D. Anderson. The Apparent Existence of Easily Deflectable Positives. *Science*, 76 :238–239, 1932.
- [19] P.A.M. Dirac. A Theory of Electrons and Protons. *Proc.Roy.Soc.Lond.*, A126 :360, 1930.
- [20] W. Pauli. Dear radioactive Ladies and Gentlemen. *Phys.Today*, 31N9 :27, 1978.
- [21] Frederick Reines and Clyde L. Cowan. The neutrino. *Nature*, 178 :446–449, 1956.
- [22] S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Physical Review*, 51 :884–886, May 1937.
- [23] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Physical Review Letters*, 9 :36–44, July 1962.
- [24] M. L. Perl, G. S. Abrams, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, D. D. Briggs, F. Bulos, W. Chinnowsky, J. T. Dakin, G. J. Feldman, C. E. Friedberg, D. Fryberger, G. Goldhaber, G. Hanson, F. B. Heile, B. Jean-Marie, and et al. Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation. *Physical Review Letters*, 35 :1489–1492, December 1975.
- [25] DONUT Collaboration and K. et al. Kodama. Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B*, 504 :218–224, April 2001.
- [26] Richard Phillips Feynman. The principle of least action in quantum mechanics. 1942.
- [27] R.P. Feynman. Relativistic cutoff for quantum electrodynamics. *Phys.Rev.*, 74 :1430–1438, 1948.
- [28] Julian S. Schwinger. On quantum electrodynamics and the magnetic moment of the electron. *Phys.Rev.*, 73 :416–417, 1948.
- [29] S. Tomonaga. On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields. *Prog.Theor.Phys.*, 1 :27–42, 1946.
- [30] O. Klein. The Atomicity of Electricity as a Quantum Theory Law. *Nature*, 118 :516, 1926.
- [31] M. Gellmann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8 :214–215, February 1964.
- [32] J.D. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Phys.Rev.*, 179 :1547–1553, 1969.
- [33] D. P. et al. Barber. Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA. *Physical Review Letters*, 43 :830–833, September 1979.
- [34] P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Physical Review Letters*, 13 :508–509, October 1964.
- [35] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, Nov 1967.
- [36] G. Brianti and E. Gabathuler. Intermediate Vector Bosons. Production And Identification At The CERN Proton anti-Proton Collider. 1983.
- [37] D. J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories. *Physical Review Letters*, 30 :1343–1346, June 1973.
- [38] Arthur Jaffe and Edward Witten. Quantum Yang-Mills Theory.
- [39] G. ATLAS Collaboration Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah, S. Abdel Khalek, A. A. Abdelalim, O. Abdinov, R. Aben, B. Abi, M. Abolins, and et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716 :1–29, September 2012.

- [40] S. CMS Collaboration Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, E. Aguilo, T. Bergauer, M. Dragicevic, J. Erö, C. Fabjan, and et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716 :30–61, September 2012.
- [41] Y. et al. Fukuda. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Physical Review Letters*, 81 :1562–1567, August 1998.
- [42] B. Pontecorvo. Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 26 :984, May 1968.
- [43] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, et al. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys.J.*, 648 :L109–L113, 2006.
- [44] S. Perlmutter et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae. *Astrophys.J.*, 517 :565–586, 1999.
- [45] J. Beringer et al. (Particle Data Group). Electroweak Model and Constraints on New Physics. *Phys. Rev. D*86, 010001, pages 37–46, 2012.
- [46] N. Cabibbo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Physical Review Letters*, 10 :531–533, June 1963.
- [47] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49 :652–657, February 1973.
- [48] J. Serreau and M. Tissier. Lifting the Gribov ambiguity in Yang-Mills theories. *Phys.Lett.*, B712 :97–103, 2012.
- [49] John M. Cornwall. Quark Confinement and Vortices in Massive Gauge Invariant QCD. *Nucl.Phys.*, B157 :392, 1979.
- [50] Torbjorn Sjostrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 : Physics and manual. 1995.
- [51] S. Catani, Yuri L. Dokshitzer, M.H. Seymour, and B.R. Webber. Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions. *Nucl.Phys.*, B406 :187–224, 1993.
- [52] Yuri L. Dokshitzer, G.D. Leder, S. Moretti, and B.R. Webber. Better jet clustering algorithms. *JHEP*, 9708 :001, 1997.
- [53] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804 :063, 2008.
- [54] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. FastJet User Manual. *Eur.Phys.J.*, C72 :1896, 2012.
- [55] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716 :1–29, 2012.
- [56] S. Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1) :30 – 61, 2012.
- [57] Georges Aad et al. Measurement of the top quark mass with the template method in the $t\bar{t} \rightarrow \text{lepton} + \text{jets}$ channel using ATLAS data. *Eur.Phys.J.*, C72 :2046, 2012.
- [58] S. F. King. Neutrino mass. *Contemporary Physics*, 48 :195–211, July 2007.
- [59] The CMS Collaboration and S Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08004, 2008.
- [60] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP. *Phys.Lett.B*565 :61-75,2003.

- [61] TEVNPH Working Group. Combined CDF and d0 search for standard model higgs boson production with up to 10.0 fb⁻¹ of data.
- [62] J. Sirkka and I. Vilja. Unitarity of the standard model at the Higgs resonance. *Phys.Lett.*, B316 :355–359, 1993.
- [63] G. Arnison et al. Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c² at the CERN SPS Collider. *Phys.Lett.*, B126 :398–410, 1983.
- [64] J. Alitti et al. A Measurement of the W and Z production cross-sections and a determination of Gamma (W) at the CERN $\bar{p}p$ collider. *Phys.Lett.*, B276 :365–374, 1992.
- [65] V. M. Abazov, B. Abbott, M. Abolins, B. S. Acharya, M. Adams, T. Adams, E. Aguilo, M. Ahsan, G. D. Alexeev, G. Alkhazov, and et al. Observation of Single Top-Quark Production. *Physical Review Letters*, 103(9) :092001, August 2009.
- [66] F. Abe et al. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions. *Phys.Rev.Lett.*, 74 :2626–2631, 1995.
- [67] Lyndon Evans and Philip Bryant. Lhc machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08001, 2008.
- [68] CERN Press Office. CERN releases analysis of LHC incident.
- [69] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86 :010001, 2012.
- [70] Coles S. *An Introduction to Statistical Modeling Of Extreme Values*. 2001.
- [71] Hurst H. E. Long-term storage capacity of reservoirs. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.* 116, pages 770–808.
- [72] Raphael Finkel and J.L. Bentley. Quad Trees : A Data Structure for Retrieval on Composite Keys. pages 1–9.
- [73] Rolf Sundberg. An iterative method for solution of the likelihood equations for incomplete data from exponential families. *Communications in Statistics - Simulation and Computation*, 5(1) :55–64, 1976.
- [74] V.V. Sudakov. Vertex parts at very high-energies in quantum electrodynamics. *Sov.Phys.JETP*, 3 :65–71, 1956.
- [75] G. Bell, J.H. Kuhn, and J. Rittinger. Electroweak Sudakov Logarithms and Real Gauge-Boson Radiation in the TeV Region. *Eur.Phys.J.*, C70 :659–671, 2010.
- [76] P. Ciafaloni and D. Comelli. Sudakov effects in electroweak corrections. *Physics Letters B*, 446(3–4) :278 – 284, 1999.
- [77] W. Beenakker and A. Werthenbach. New insights into the perturbative structure of electroweak Sudakov logarithms. *Physics Letters B*, 489(1–2) :148 – 156, 2000.
- [78] A. Nordsieck F. Bloch. Note on the Radiation Field of the electron. *10.1103/PhysRev.52.54*.
- [79] Toishiro Kinoshita. Mass singularities of Feynman amplitudes. *J. Math. Phys.* 3, 650 (1962).
- [80] T.D. Lee and M. Nauenberg. Degenerate systems and mass singularities. *Phys. Rev.* 133, B1549–B1562 (1964).
- [81] D. Comelli M. Ciafaloni, P. Ciafaloni. Electroweak Bloch-Nordsieck violation at the TeV scale ”strong” weak interactions ?
- [82] Michael Melles. Electroweak radiative corrections in high-energy processes. *Phys.Rept.*, 375 :219–326, 2003.

- [83] S. Moretti, M.R. Nolten, and D.A. Ross. Weak corrections to four-parton processes. *Nucl.Phys.*, B759 :50–82, 2006.
- [84] Ansgar Denner, Stefan Dittmaier, Tobias Kasprzik, and Alexander Muck. Z+jet production at the LHC : Electroweak radiative corrections. *PoS*, ICHEP2010 :058, 2010.
- [85] Ansgar Denner, Stefan Dittmaier, Tobias Kasprzik, and Alexander Mück. Electroweak corrections to W + jet hadroproduction including leptonic W-boson decays. *Journal of High Energy Physics*, 2009(08) :075, 2009.
- [86] W.J. Stirling and E. Vryonidou. Electroweak corrections and Bloch-Nordsieck violations in 2-to-2 processes at the LHC. *JHEP*04 :155, 2013.
- [87] Mauro Chiesa, Guido Montagna, Luca Barze', Mauro Moretti, Oreste Nicosini, et al. Electroweak Sudakov Corrections to New Physics Searches at the CERN LHC. 2013.
- [88] Gerard 't Hooft. Renormalization of Massless Yang-Mills Fields. *Nucl.Phys.*, B33 :173–199, 1971.
- [89] V.N. Gribov, B.L. Ioffe, and I.Ya. Pomeranchuk. On the total annihilation cross section of electron-positron pairs into hadrons at high energies . *Physics Letters B*, 24(11) :554 – 557, 1967.
- [90] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, and G.V. Frolov. The leading singularity in the j plane in quantum electrodynamics. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 12 :543, 1971.
- [91] Yuri L. Dokshitzer and Dmitri E. Kharzeev. The Gribov Conception Of Quantum Chromodynamics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 54(1) :487–524, 2004.
- [92] Gavin P. Salam. Elements of QCD for hadron colliders. 2010.
- [93] Marcello Ciafaloni, Paolo Ciafaloni, and Denis Comelli. Bloch-Nordsieck violating electroweak corrections to inclusive TeV scale hard processes. *Phys.Rev.Lett.*, 84 :4810–4813, 2000.
- [94] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- k t jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04) :063, 2008.
- [95] Andreas Scharf. Electroweak corrections to b-jet and di-jet production. 2009.
- [96] Aad, G et al. Measurement of inclusive jet and dijet production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV using the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 86 :014022, Jul 2012.
- [97] John M. Campbell and R. Keith Ellis. Next-to-leading order corrections to W^+ 2 jet and Z^+ 2 jet production at hadron colliders. *Phys.Rev.*, D65 :113007, 2002.
- [98] Nagy Zoltan. QCD and Monte Carlo generators. 2008.
- [99] Johan Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, and Tim Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 1106 :128, 2011.
- [100] S. et al Chatrchyan. Search for contact interactions using the inclusive jet p_T spectrum in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *Phys. Rev. D*, 87 :052017, Mar 2013.
- [101] CMS Collaboration. Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS. *Journal of Instrumentation*, 6 :11002, November 2011.
- [102] B Salvachúa, S Chekanov, and J Proudfoot. Comparison of MC based Jet Energy Scales applied after H1 calibration. Technical Report ATL-PHYS-INT-2009-050. ATL-COM-PHYS-2009-162, CERN, Geneva, Apr 2009. This note was previously sent for approval as PUB (by mistake). It is sent now for approval request as INT. Thank you.
- [103] Gavin P. Salam. Recent progress in defining and understanding jets. *Acta Phys.Polon.Supp.*, 1 :455–461, 2008.

- [104] D Lopez Mateos, E W Hughes, and A Schwartzman. Jet Energy Resolution Improvement After Calibration Using Longitudinal Calorimeter Segmentation in ATLAS. Technical Report ATL-PHYS-INT-2009-051. ATL-COM-PHYS-2009-163, CERN, Geneva, Apr 2009.
- [105] V.M. Abazov et al. Measurement of the $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ production cross section at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV in the fully hadronic decay channel. *Phys.Rev.*, D76 :072007, 2007.
- [106] D W Miller, A Schwartzman, and D Su. Jet-Vertex Association Algorithm. Technical Report ATL-COM-PHYS-2008-008, CERN, Geneva, Jan 2008.
- [107] M Begel, M Campanelli, R Chislett, G Kasieczka, J Machado Miguens, and L Vaz Gil Lopes. Jet Trigger Performance with 2011 Data. Technical Report ATL-COM-DAQ-2011-063, CERN, Geneva, Aug 2011.
- [108] Roger J. Barlow and Christine Beeston. Fitting using finite Monte Carlo samples. *Comput.Phys.Commun.*, 77 :219–228, 1993.
- [109] A. Nappi. A pitfall in the use of extended likelihood for fitting fractions of pure samples in a mixed sample. *Computer Physics Communications*, 180 :269–275, February 2009.